

Numéro d'ordre : 2336

THÈSE

présentée pour obtenir le titre de

**DOCTEUR DE
L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE
DE TOULOUSE**

Spécialité : Dynamique des Fluides

par

Ludovic THOBOIS

INTERET ET FAISABILITE DE LA SIMULATION AUX GRANDES ECHELLES DANS LES MOTEURS AUTOMOBILES

Soutenue le 10 avril 2006 devant le jury composé de :

M. P. Sagaut	Professeur à l'université de Paris 6	Rapporteur
M. D. Veynante	Directeur de recherche au laboratoire EM2C	Rapporteur
M. C. Angelberger	Chef de projet sur la modélisation de la combustion turbulente à l'IFP	Examineur
M. T. Baritaud	Chef de l'équipe aérodynamique et combustion à la direction du développement des moteurs de Ferrari	Examineur
M. J. Borée	Directeur-adjoint du laboratoire LEA	Examineur
M. T. Poinot	Directeur de recherche à l'IMF de Toulouse	Dir. de thèse
Mme D. Escudé	Directrice du laboratoire CETHIL	Invité
M. R. Lauvergne	Chef de l'équipe modélisation de la combustion à la direction de la recherche de PSA Peugeot Citroën	Invité

Réf. CERFACS : TH/CFD/06/3

Intérêt et faisabilité de la simulation aux grandes échelles dans les moteurs automobiles.

Résumé

Avec la sévèrification des normes environnementales, les constructeurs automobiles sont amenés à développer des moteurs consommant et polluant moins. Ces nouveaux moteurs fonctionnent avec des stratégies de combustion de plus en plus complexes, qui nécessitent une maîtrise très fine du mélange air/carburant et de l'aérodynamique interne. Les outils d'aide à la conception utilisés jusqu'alors, comme les bancs d'essai moteur ou les calculs 3D RANS, ne permettent plus de répondre à toutes les problématiques rencontrées lors du développement de ces moteurs. Dans ce contexte, la simulation aux grandes échelles (LES) constitue un outil très prometteur pour la mise au point des moteurs modernes car elle permet d'accéder aux instationnarités de l'écoulement.

Ce travail de thèse a consisté à appliquer la simulation aux grandes échelles dans les moteurs automobiles, en montrant son intérêt, et, en développant des méthodologies de calcul. Dans un premier temps, des calculs sont réalisés dans des bancs volutes stationnaires afin de déterminer leur perméabilité (ou perte de charge) et leur nombre de swirl. Plusieurs bancs volutes sont ainsi étudiés par difficulté croissante au niveau de leur géométrie et de l'écoulement les traversant. Les résultats LES pour chaque géométrie montrent un accord satisfaisant avec les mesures expérimentales correspondantes. La LES a permis pour la géométrie la plus complexe d'analyser finement la typologie de l'écoulement, engendrée par deux conduits de forme particulière et son évolution avec la levée de soupape. Dans un deuxième temps, un modèle d'allumage (ADEL) est couplé au modèle de combustion turbulente TFLES. Ce dernier est ensuite adapté au contexte moteur. Le développement de ces deux modèles a permis de simuler la phase d'initiation et de propagation d'une flamme dans un moteur à essence à injection indirecte. Quatre cycles du même moteur sont ensuite enchaînés. Chacun d'eux est viable d'après les mesures expérimentales, mais chaque cycle diffère des autres. Les variabilités cycliques sont ensuite analysées en terme de mélange, d'aérodynamique interne, de combustion et de rendements.

Mots clés :

simulation aux grandes échelles, bancs volutes réels, swirl, perméabilité, méthodologies de calcul, modèle d'allumage, modèle de combustion, calculs moteur, variabilités cycliques, tumble, rendement de cycle

Large Eddy Simulation in Internal Combustion engines.

Abstract

European environmental regulations obligate automotive manufacturers to develop less pollutant and less consuming engines. These engines are widely based on new combustion strategies, where mixing and aerodynamics need to be precisely controlled. Common aided development tools are no more adapted to predict accurately in space and time aerodynamics and mixing in new engines. RANS computations can not provide unsteady phenomena and engine test benches can not provide all the flow characteristics due to optical access. Large eddy simulation (LES) represents a new promising aided development tool since flow unsteadiness can be predicted through the motion of large turbulent eddies.

The objectives of this work are to simulate engines geometries with the LES approach, to bring to front the advantages of the LES approach and to elaborate specific methodologies. On the one hand, LES is applied in steady-state flow benches in order to predict their discharge coefficient and their swirl number. Several flow benches have been tested. For all of them, LES results obtained are in agreement with experimental measurements. The final flow bench is the more realistic flow bench computed in this work. It is composed of two intake ports of a real diesel engine. The LES approach gives insights into the understanding of flow generation and its dependance on valve lift. On the other hand, an ignition model (ADEL) is coupled to the turbulent combustion model TFLES. This model is then adapted to engine geometries, where thermodynamical conditions change. These two models are finally used to compute the combustion stroke of an indirect-injection gasoline engine. Four cycles of this engine are computed. The cycles obtained are in agreement with experimental cycles but they all differ. Cycle-to-cycle variations are analyzed in terms of mixing, aerodynamics, combustion and engine efficiency.

Keywords :

Large Eddy Simulation, real intake ports, swirl flows, discharge coefficient, methodology, ignition model, combustion model, engine computations, cycle-to-cycle variations, tumble, engine efficiency

Remerciements

Je remercie d'abord les membres du jury pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail de thèse. Merci à eux d'avoir accepté de participer au jury de cette thèse.

J'aimerais remercier toutes les personnes du Cerfacs pour leur convivialité et leur professionnalisme, qui font du Cerfacs un lieu de travail unique. Je souhaiterais en particulier remercier les personnes de l'administration, de l'informatique (qui ont supporté mes nombreuses doléances au cours de ces trois années et toujours avec patience), et celles des autres équipes que j'ai pu côtoyer. J'aurais voulu remercier certaines personnes de vive voix, qu'elles m'excusent de ne pas avoir trouvé le temps suffisant pour le faire.

Mes profonds remerciements s'adressent ensuite à toute l'équipe CFD, qui, par son ambiance et son efficacité, m'a permise de progresser sur le plan technique et de m'épanouir sur le plan personnel. Merci à tous les anciens et actuels développeurs d'AVBP, qui ont créé un outil très puissant à utiliser. Je n'oublierais pas ceux avec qui j'ai partagé des moments passionnants tant au Cerfacs qu'à l'extérieur. A tous les thésards de l'équipe, les anciens comme les plus jeunes, je leur souhaite bon vent ! Je souhaite maintenir le contact avec eux, et en particulier avec les thésards qui ont commencé la même année que moi. Un clin d'oeil tout particulier s'adresse à mes collègues de bureau, qui, par leur générosité et leur sympathie, ont fait de ces trois années une expérience très plaisante et unique où chaque jour en est réellement un nouveau. L'ambiance particulière de l'équipe CFD, on la doit aussi et surtout à son chef, mon directeur de thèse. Son tempérament, son énergie et son expertise scientifique ne peuvent laisser personne indifférent. Merci à lui pour cela. Je le remercie également pour l'aide et l'intérêt qu'il a porté à mon travail en particulier à la deuxième partie. Un deuxième clin d'oeil (et certains ont trouvé le moyen d'être dans les deux clin d'oeil) s'adresse au groupe de rock mythique, j'ai nommé les "Last One's". Leur son ravageur, leurs compositions très énigmatiques ont été une source d'inspiration tout au long de ma thèse. Merci encore à ce groupe de légende. Je dois toutefois leur dire que de leur faute, l'absence de catharsis baguettale devient une énorme source de frustration en cet temps de disette de batterie.

Je souhaite maintenant remercier PSA Peugeot Citroën et plus particulièrement toutes les personnes qui m'ont aidé depuis mon entrée à PSA. C'est grâce à eux si j'ai pu vivre de telles expériences ces quatre dernières années. Je remercie tout particulièrement l'équipe modélisation de la combustion ainsi que certains anciens membres du club. Des remerciements particuliers vont à mon chef de service qui m'a ouvert des portes qui se sont révélées à chaque fois des expériences très riches, dans lesquelles j'ai pu à chaque fois m'épanouir et aller plus loin tout en ayant toujours les moyens (techniques entre autres) propices et adéquates.

Enfin, je voudrais saluer ma famille, d'abord Elvire, ma conjointe, avec qui je sou-

haite partager encore tant de choses. J'évitais cependant à l'avenir de lui faire partager quoique ce soit, lié à la mécanique des fluides numériques. Le test de préparation de la soutenance n'a pas été concluant ! Le test de la soutenance réalisé sur mes parents a produit un effet comparable... merci cependant à eux, de m'avoir toujours soutenu dans mes études et de leur aide sans limite qu'ils ont toujours voulu m'accorder, depuis que je suis tout petit. Je salue enfin tous les membres de ma famille (mon frère en particulier !). Salutations à mes amis enfin, et s'il vous plaît, faites moi grâce de m'appeler pour un mal de dos ;) A toutes et à tous, TAKE IT EASY !

Table des matières

Table des matières	7
Nomenclature	9
Introduction	13
1 LES compressible dans AVBP	17
1.1 Principe de la LES	17
1.2 Formalisme multi-espèce	19
1.3 Equations-bilan	22
1.4 Modèles de sous-maille	26
1.5 Modèle de combustion	28
1.6 Méthodes numériques	35
1.7 Conditions aux limites	46
I Les bancs volutes stationnaires	53
2 Démarche adoptée	55
2.1 Qu'est-ce qu'un banc volute stationnaire ?	55
2.2 Phénomènes dans les bancs volutes	57
2.3 Cheminement	64
3 Elargissement brusque	67
3.1 Description	67
3.2 Jet purement axial	69
3.3 Jet vrillé	80
3.4 Influence du swirl	101
3.5 Synthèse	109

4	Elargissement avec soupape	111
4.1	Description	111
4.2	Résultats	113
4.3	Etude paramétrique	127
4.4	Synthèse	135
5	Bancs volutes d'un moteur diesel	137
5.1	Montage expérimental et domaine de calcul	137
5.2	Elaboration d'une méthodologie à forte levée	139
5.3	Influence de la levée	170
5.4	Synthèse	191
II	Les calculs moteur	193
6	Allumage et combustion en calculs moteur	195
6.1	Combustion turbulente	196
6.2	Modélisation de l'allumage	207
6.3	Application du modèle ADEL en 1D	212
6.4	Synthèse et perspectives	228
7	Calculs moteur	231
7.1	Méthodologie pour le calcul moteur en LES	232
7.2	Calculs de la phase de combustion	236
7.3	Calculs multi-cycles	257
7.4	Synthèse	278
	Conclusion	281
III	Annexes	285
	Bibliographie	287
A	Papier SAE	297
B	Papier IJVD	317

Nomenclature

Lettres romaines

Δ	taille du maillage et du filtre LES	C_p	capacité calorifique à pression constante
\dot{m}	débit massique	C_v	capacité calorifique à volume constant
\dot{Q}	densité de puissance déposée par la bougie	D_C	diamètre d'un conduit d'admission
\mathcal{L}_k	ondes d'espèce	D_f	diamètre de la flamme sphérique
\mathcal{L}_S	onde entropique	D_{ij}	coefficient binaire
\mathcal{L}_I	ondes de cisaillement	D_k	diffusivité de l'espèce k dans le mélange
$\mathcal{L}_{+,-}$	ondes acoustiques	D_S	diamètre de la tête de soupape
\mathcal{M}	nombre de Mach	D_{th}	diffusivité thermique
\mathcal{M}_{kj}	réactif et produit	D_T	diamètre de la tige de soupape
\mathcal{Q}_j	taux d'avancement	Da	nombre de Damköhler
\mathcal{R}	constante universelle des gaz parfaits	E	énergie par unité de masse ou facteur d'efficacité
\mathcal{R}	coefficient de relaxation d'une condition aux limites	E_a	énergie d'activation
\vec{V}	vecteur vitesse	E_C	énergie cinétique
A	constante pré-exponentielle	e_s	énergie sensible
A_E	surface de passage effective d'un banc volute	F	facteur d'épaississement
A_R	surface de passage de référence d'un banc volute	f	fréquence
c	vitesse du son	g_{kk}	partie irrotationnelle du tenseur des contraintes
C_D	perméabilité d'un banc volute	h_s	enthalpie sensible
		J	flux diffusif

k	nombre d'onde	U_B	vitesse moyenne débitante à l'entrée
$K_{f,j}$	constante de la réaction directe	v	vitesse radiale
$K_{r,j}$	constante de la réaction inverse	V^c	vitesse de diffusion corrective
k_{sgs}	énergie cinétique turbulente de sous-maille	V^k	vitesse de diffusion
Ka	nombre de Karlovitz	W	masse molaire
l	longueur caractéristique	w	vitesse orthoradiale
L_S	levée de soupape	X	fraction molaire
M	nombre de réactions	Y	fraction massique
N	nombre d'espèces	y^+	résolution en proche-paroi
N_d	nombre de dimension	Z	fraction de mélange
P	pression	\mathbf{F}	tenseur des flux
P_0	pression de référence	\mathbf{f}	1 ^{ère} composante du tenseur des flux
q	flux de chaleur	\mathbf{g}	2 ^{ème} composante du tenseur des flux
Q_{LES}	degré de résolution d'un calcul LES	\mathbf{h}	3 ^{ème} composante du tenseur des flux
r	constante massique du gaz	\mathbf{s}	vecteur des termes sources
R_{Ω_j}	résidu de la cellule Ω_j	\mathbf{w}	vecteur des variables conservatives
S	nombre de swirl	Lettres grecques	
s	entropie sensible	β	nombre de Zeldovitch
$S_{i,j}$	taux de déformation	Δt	pas de temps
s_{ij}^d	partie déviatrice du taux de déformation	δ	épaisseur du front de flamme
S_L	vitesse de flamme laminaire	δ_2	épaisseur de quantité de mouvement
S_T	vitesse de flamme turbulente	δ_L	épaisseur de flamme laminaire
T	température	δ_{ij}	indice de Kronecker
T_0	température de référence	$\dot{\omega}_k$	taux de réaction
T_C	température de croisement		
u	vitesse axiale		

$\dot{\omega}_T$	dégagement de chaleur
η	échelle de Kolmogorov
Γ	Fonction d'efficacité des tourbillons sur la flamme
γ	coefficient polytropique
κ	étirement du front de flamme
λ	conductivité thermique
μ	viscosité dynamique
ν	viscosité cinématique
v'_{kj}	coefficient stoechiométrique des réactifs
ν_t	viscosité cinématique turbulente de sous-maille
ν_{kj}	coefficient stoechiométrique des produits
ν_{kj}	coefficient stoechiométrique global
Ω_j	Cellule j
ϕ	richesse du mélange
ρ	densité
ρ_k	densité pondérée par la fraction massique de l'espèce k
Σ	densité de surface de flamme
$\tau_{i,j}$	tenseur des contraintes
Ξ	plissement du front de flamme
ζ	coefficient de perte de charge
ζ_{Ω_j}	senseur de la viscosité artificielle à la cellule Ω_j

Nombres sans dimension

Pr	nombre de Prandtl
------	-------------------

Re	nombre de Reynolds
Sc	nombre de Schmidt
St	nombre de Strouhal

Indices

i	composante dans la direction i
j	composante dans la direction j , relatif à la réaction j
k	relatif à l'espèce k

Exposants

\bar{f}	variable f filtrée
\tilde{f}	variable f filtrée au sens de Favre
f'	fluctuations de la variable f
I	<i>Inviscid</i> , partie non visqueuse
m	valeur molaire
T	Matrice transposée
V	partie visqueuse

Abréviations

ADEL	Allumage par dépôt d'énergie localisé
AVBP	A... V... B... P...
AVSP	A ? V ? Sound P ?
CAI	Controlled auto-ignition
CTRZ	Central recirculation zone
DES	Detached eddy simulation
DGV	Doppler global velocimetry
DNS	Direct numerical simulation
GPL	Gaz de pétrole liquéfié
HCCI	Homogeneous charge compression ignition

IDE	Injection directe essence
IGR	Internal gas recirculation
IIE	Injection indirecte essence
LDA	Laser Doppler anemometry
LES	Large eddy simulation
MFN	Mécanique des fluides numérique
MPI	Message passing interface
PIV	Particle image velocimetry
POD	Proper orthogonal decomposition
PVC	Precessing vortex core
RANS	Reynolds averaged Navier-Stokes
SGE	Simulation aux grandes échelles
VLES	Very large eddy simulation

Introduction

Depuis le 1er janvier 2006, la norme sur les émissions polluantes Euro4 est entrée en vigueur. Tous les véhicules neufs doivent respecter les niveaux d'émissions polluantes indiqués dans la norme européenne. De plus, les véhicules neufs émettant le plus de dioxyde de carbone sont taxés lors de leur immatriculation. Ces mesures législatives contraignent les constructeurs automobiles à développer des moteurs moins polluants et des systèmes de post-traitement de plus en plus complexes (le catalyseur trois voies ou le filtre à particules par exemple).

Dans le cadre de la réduction des émissions polluantes à la source, tous les types de moteurs sont étudiés : les moteurs à combustion interne¹, les moteurs hybrides ou électriques et les piles à combustibles. Aujourd'hui encore les moteurs à combustion interne sont privilégiés par les constructeurs automobiles. Ils présentent d'abord l'avantage d'être nettement moins onéreux par rapport aux moteurs de technologie alternative, tout en assurant de meilleures prestations (performances, autonomie, agrément, fiabilité). De plus, ils sont capables de brûler de nombreux carburants moyennant de faibles adaptations (essence, gazole, GPL, gaz naturel, di-ester, huiles végétales), ce qui assure partiellement l'après-pétrole. Enfin, de nombreuses voies d'amélioration connues restent encore à exploiter.

Les potentiels d'amélioration des moteurs à combustion interne diffèrent cependant entre les moteurs essence et diesel. Pour les moteurs à essence, plusieurs technologies sont encore à l'étude. Les systèmes de distribution variable représentent le premier bras de levier. Cette technologie permet de réduire la consommation et les émissions polluantes à condition qu'elle soit intégrée dans un groupe moto-propulseur adéquate. La distribution variable deviendra beaucoup plus intéressante avec le développement des soupapes électro-pneumatiques. Le principal bras de levier repose plutôt aujourd'hui sur l'injection directe essence (IDE). L'objectif de ce concept est de réduire la consommation et les émissions de polluants à bas régime, en limitant les pertes par pompage liées au papillon.

En admettant plus d'air à bas régime, la richesse globale dans un moteur IDE de-

¹ Cette dénomination utilisée dans tout le manuscrit de cette thèse n'englobe que les moteurs à piston à quatre temps.

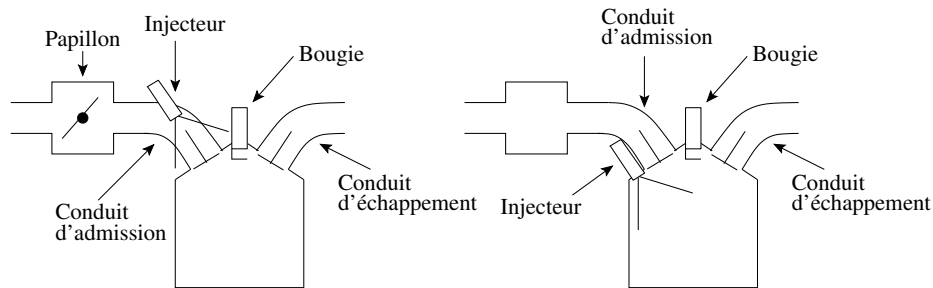


FIG. 1: Schémas simplifiés d'un moteur à essence à injection indirecte (gauche) et d'un moteur à injection directe (droite).

vient proche de la limite d'inflammabilité du carburant. Elle est bien plus faible que celle d'un moteur à injection indirecte (IIE) qui est proche de la stoechiométrie. Dans les moteurs IDE, la propagation de la flamme dans un mélange globalement très pauvre est assurée par la stratégie de combustion basée sur une charge stratifiée. Le carburant injecté dans la chambre est amené près de la bougie dans une quantité suffisante (proche de la stoechiométrie) afin d'initier un noyau de flamme. La flamme se propage ensuite dans un mélange très pauvre. La difficulté de la conception des moteurs IDE réside dans la maîtrise du mélange air/carburant dans le cylindre. Ce mélange dépend de l'aérodynamique interne induite principalement par la forme des conduits d'admission.

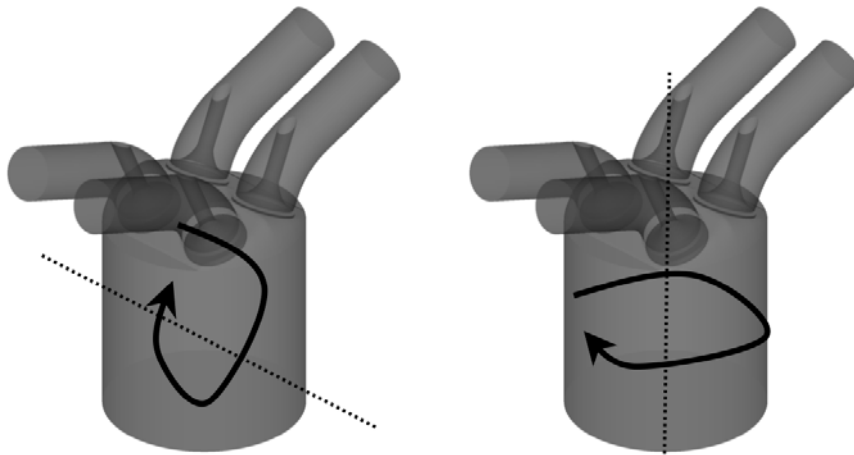


FIG. 2: Mouvements de tumble (gauche) et de swirl (droite).

Les mouvements de tumble et de swirl, induits par les conduits d'admission, sont utilisés respectivement dans les moteurs essence et diesel. Quelque soit le type de moteur, l'objectif est d'initier un mouvement interne intense pour améliorer le mé-

lange air/carburant. Le mouvement de tumble a en plus la particularité de générer de forts niveaux de turbulence à la fin de la phase de compression, ce qui permet d'accélérer la propagation de la flamme dans les moteurs à essence. De nouvelles stratégies de combustion très prometteuses sont entièrement basées sur la maîtrise du mélange à partir de l'aérodynamique interne. Il s'agit des stratégies d'auto-inflammation contrôlée (CAI) pour les moteurs à essence et d'auto-inflammation de charge homogène par compression (HCCI) pour les moteurs diesel. Dans ces concepts, l'injection de carburant s'effectue très tôt dans la chambre afin d'assurer un mélange complètement homogène lors de la combustion. Que ce soit pour les moteurs à essence ou diesel, le carburant s'auto-inflamme après un délai chimique lié aux conditions thermodynamiques mais aussi à la composition du mélange et donc à l'aérodynamique interne.

La mise de point de ces moteurs nécessite aujourd'hui des moyens de diagnostics pointus afin de mieux comprendre les phénomènes de mélange, qui varient fortement dans le cylindre et d'un cycle à l'autre. Les bancs d'essai moteur présentent les inconvénients d'être très coûteux, longs à installer et, de ne pas fournir l'ensemble des grandeurs instantanées de l'écoulement dans tout le cylindre à cause de l'accessibilité optique. Le calcul 3D pourrait s'avérer être un atout précieux en complément des essais moteur pour réduire les durées de développement des futurs moteurs. La difficulté du calcul 3D dans les moteurs réside dans la complexité et la diversité des phénomènes impliqués. Les écoulements dans les moteurs sont en effet turbulents, compressibles (propagation d'ondes acoustiques), diphasiques et réactifs. Cette pluridisciplinarité requière le développement de nombreux modèles physiques et chimiques. Le couplage entre ces modèles est d'autant plus délicat que chaque phénomène a une taille caractéristique propre. La turbulence constitue un des phénomènes les plus difficiles à modéliser. Les échelles de la turbulence s'étendent en effet de l'échelle de Kolmogorov $\simeq 10 \mu m$ à l'échelle intégrale $\simeq 10 mm$. Les méthodes numériques doivent alors être capables de traiter des structures dont les tailles peuvent varier jusqu'à trois ordres de grandeur. A l'heure actuelle, le calcul numérique direct de toutes les échelles composant l'écoulement (calcul DNS) dans un moteur reste encore irréalisable. A l'opposé, les calculs RANS couramment répandus dans l'industrie ne permettent pas d'accéder aux variabilités cycliques ni aux structures turbulentes particulières présentes dans les écoulements moteur. Avec la croissance de la puissance des ordinateurs, l'approche aux grandes échelles (LES) jusqu'alors limitée à des configurations académiques pourrait devenir un outil très puissant d'aide à la conception des futurs moteurs. Cependant, cette approche requiert des méthodes numériques précises mais moins robustes que celles utilisées en RANS. Avec les calculateurs actuels, l'approche LES est-elle applicable aux calculs moteur ? Quels sont les maillages nécessaires pour réaliser de tels calculs ? Faut-il développer de nouvelles méthodologies de calcul pour cette approche ou peut-on simplement utiliser celles pro-

venant de l'expérience accumulée avec l'approche RANS ? Un calcul LES fournit comme un calcul RANS l'écoulement moyen. Mais il permet d'accéder aussi à son évolution dans le temps, à quoi peut donc servir la connaissance de l'instationnarité de l'écoulement dans le cadre de la conception des moteurs ? Quel en serait l'intérêt pour la réduction des émissions polluantes et pour la mise au point des moteurs de type CAI ou HCCI ?

Ce travail vise à appliquer la simulation aux grandes échelles à des géométries moteur en dégagant l'intérêt de telles simulations et en élaborant des méthodologies de calcul adaptées. Dans un premier chapitre, les modèles thermodynamiques, physiques et chimiques utilisés dans le code de calcul AVBP seront décrits. Tous les calculs LES de cette thèse ont été réalisés à l'aide de ce code de calcul. Dans une première partie, l'approche LES est d'abord appliquée à des bancs volutes stationnaires, caractérisant la phase d'admission d'un moteur à levée fixe. L'objectif de ces calculs LES est de prédire l'efficacité aérodynamique (ou perméabilité) et le nombre de swirl caractérisant le banc volute par rapport à l'approche classique RANS et à des mesures expérimentales. Plusieurs bancs volutes sont étudiés avec une difficulté croissante au niveau de la géométrie et de l'écoulement. Le banc volute étudié finalement est composé des deux conduits d'admission d'un moteur diesel réel. Une méthodologie partielle de calcul est décrite. Les résultats LES permettent enfin de comprendre l'influence de la forme des conduits et de la levée de soupape sur l'écoulement dans le cylindre. Dans une deuxième partie, un modèle d'allumage ADEL est développé puis utilisé afin de calculer des séquences d'allumage en configuration mono-dimensionnelle. Ce modèle est couplé au modèle de combustion turbulente TFLES, lequel a nécessité une adaptation pour permettre l'allumage. Ce modèle est ensuite modifié afin d'être capable de propager une flamme dans un moteur sous des conditions de pression et de température de gaz frais variables. Les modèles d'allumage ADEL et TFLES dans sa formulation modifiée sont ensuite utilisés pour simuler la phase de combustion d'un moteur à essence à injection indirecte. Après validation de leurs paramètres, les mêmes modèles sont utilisés pour calculer plusieurs cycles complets du même moteur. Une analyse détaillée des variabilités cycliques est effectuée au niveau des transferts de masse, de mélange, d'aérodynamique interne et de combustion. Les rendements de cycle et de combustion des quatre cycles sont enfin comparés.

Chapitre 1

LES compressible dans AVBP

1.1 Principe de la LES

Le concept de l'approche des grandes échelles (LES) est basé sur la cascade énergétique de Kolmogorov [59]. Cette cascade, illustrée par la figure 1.1, décrit les processus de transfert d'énergie cinétique entre les grandes échelles (de taille caractéristique l) qui sont porteuses d'énergie, et les petites échelles (de taille caractéristique η) qui dissipent l'énergie.

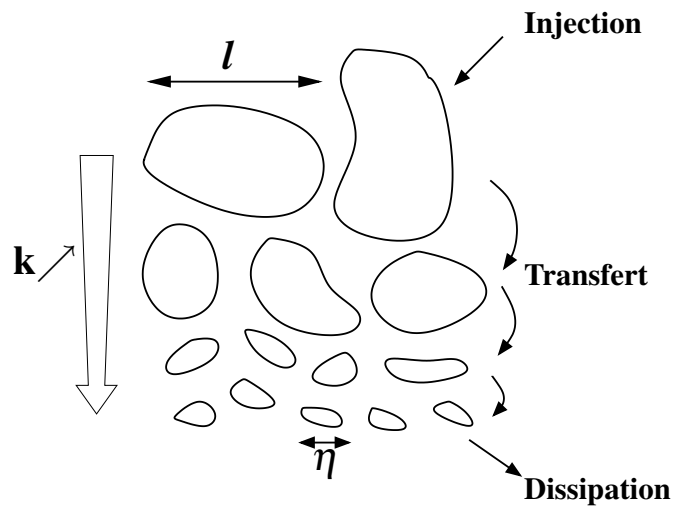


FIG. 1.1: Cascade énergétique de Kolmogorov, illustrant le principe de transfert d'énergie des plus petits nombres d'onde k vers les plus grands.

La LES applique le principe de séparation des échelles à l'aide d'un filtrage spatial. Les échelles plus grandes que le filtre sont résolues, alors que les échelles plus petites sont modélisées. La LES semble adaptée aux écoulements turbulents dans

les géométries complexes puisque ceux-ci présentent des structures turbulentes anisotropes qu'un modèle de turbulence peut difficilement prendre en compte. De plus, l'erreur de modélisation réalisée sur les petites échelles est plus limitée en LES qu'en RANS au regard de l'hypothèse de l'équilibre universelle de Kolmogorov [26]. Cette hypothèse montre que les échelles de petites tailles ont des propriétés quasi-isotropiques ce qui n'est pas le cas des échelles plus grandes.

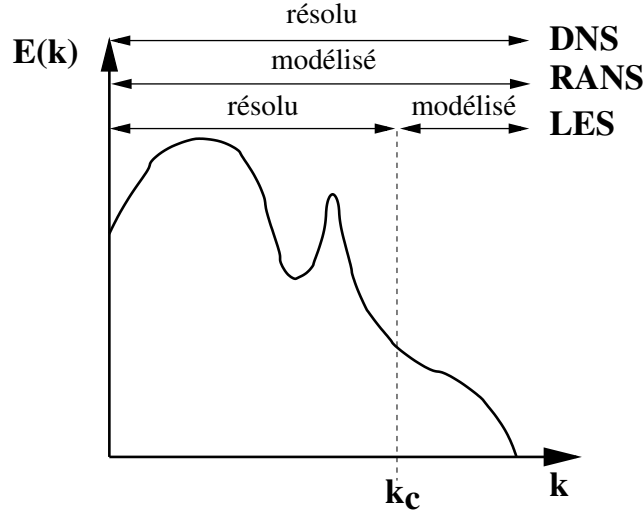


FIG. 1.2: Principe du filtrage en LES dans l'espace fréquentiel sur le spectre d'énergie cinétique et comparaison avec les approches RANS et DNS.

Le spectre fréquentiel d'énergie cinétique représenté à la figure 1.2 correspond à un écoulement turbulent quelconque. Comparé au RANS, la LES peut capturer la majorité des structures porteuses d'énergie à condition que le filtrage LES soit appliqué pour des nombres d'onde suffisamment grands. Plus la quantité de structures modélisées est faible et plus on se rapproche de la simulation DNS. La taille de coupure k_c est un paramètre critique en LES, qui découle d'une part des capacités de calcul disponibles, et d'autre part, de la validité des modèles. Avec les moyens de calcul actuels, la LES dans les géométries complexes n'est pas réalisable au sens strict, on parle de calculs VLES, pour Very Large Eddy Simulation [4]. Dans ces calculs, certaines échelles énergétiques sont résolues alors que d'autres sont modélisées. La difficulté de ce type de simulation est d'assurer la prédictivité du calcul en situant a posteriori où la séparation des échelles a été réalisée.

Le filtrage LES peut se faire de deux manières comme l'explique Pope [93] :

- Explicitement par un opérateur de filtrage passe-bas, on parle de LES "physique" ou,

- Implicitement par les schémas numériques utilisés, on parle de LES "numérique".

Bien que la LES "physique" soit la méthode théoriquement la plus précise, son application sur des maillages anisotropes et irréguliers nécessite des opérateurs de filtrage complexes dont certains sont présentés par Sagaut [98]. Ghosal [42] propose un filtre variant en espace qui prend en compte les irrégularités du maillage mais qui engendre des erreurs de commutation d'ordre deux. Ces erreurs de commutation sont semblables à celles engendrées par les schémas numériques, qui interviennent dans une LES "numérique". Pour cette raison et par souci d'économie en temps de calcul, la LES "numérique" a été adoptée dans AVBP et dans l'ensemble de cette thèse. Enfin, l'utilisation de la LES en maillage mobile et donc dans les moteurs à combustion interne, conduit à des erreurs de commutativité liées aux variations temporelles de la taille du filtre. Moureau [81] a montré que ces erreurs sont négligeables pour les moteurs automobiles conventionnels. Dans la suite de ce travail de thèse, on suppose que les opérateurs de filtrage et de dérivation commutent toujours.

1.2 Formalisme multi-espèce

1.2.1 Choix des variables

AVBP résout les équations de la LES en compressible pour les écoulements réactifs ou non [101]. La description de ces écoulements est réalisée par le vecteur des variables conservatives filtrées, \bar{w} , définis en chaque point et à chaque instant.

$$\bar{w} = (\bar{\rho}\tilde{u}, \bar{\rho}\tilde{v}, \bar{\rho}\tilde{w}, \bar{\rho}\tilde{E}, \bar{\rho}_k) \quad (1.1)$$

où $\bar{\rho}$, \tilde{u} , \tilde{v} , \tilde{w} , \tilde{E} , $\bar{\rho}_k$ sont respectivement la masse volumique, les trois composantes du vecteur vitesse, l'énergie totale non chimique massique et les densités partielles des N espèces. La densité ρ n'est pas explicitement résolue dans le code mais elle est définie par la relation 1.2. La conservation de la masse est assurée par la vitesse de correction ajoutée aux termes de diffusion des espèces définie à la relation 1.25.

$$\bar{\rho} = \sum_{k=1}^N \bar{\rho}_k \quad (1.2)$$

Les fractions massiques \tilde{Y}_k sont obtenues avec la relation $\tilde{Y}_k = \frac{\bar{\rho}_k}{\bar{\rho}}$.

Toutes les équations filtrées présentées dans ce chapitre utilisent la moyenne au sens de Favre¹ définie par 1.3.

$$\bar{\rho}\tilde{f} = \overline{\rho f} \quad (1.3)$$

¹Cette notation permet d'exprimer plus simplement les équations de Navier-Stokes en LES compressible.

1.2.2 Variables thermodynamiques

L'état de référence standard dans le code est à $P_0 = 1$ bar et $T_0 = 0$ K. Les enthalpies sensibles et les entropies pour chaque espèce sont tabulées pour des températures allant de 0 à 5000 K par pas de 100 K.

$$\hat{h}_{s,k}(T_i) = \frac{\hat{h}_{s,k}^m(T_i) - \hat{h}_{s,k}^m(T_0)}{W_k}, \quad i = 1, 51 \quad (1.4)$$

$$\hat{s}_k(T_i) = \frac{\hat{s}_k^m(T_i) - \hat{s}_k^m(T_0)}{W_k}, \quad i = 1, 51 \quad (1.5)$$

Les valeurs molaires $\hat{h}_{s,k}^m$, \hat{s}_k^m ainsi que la masse molaire de chaque espèce sont issues des tables JANAF [116]. L'énergie sensible de chaque espèce est ensuite calculée avec la relation 1.6.

$$\hat{e}_{s,k}(T_i) = \hat{h}_{s,k}(T_i) - r_k T_i \quad i = 1, 51 \quad (1.6)$$

Avec $r_k = \frac{\mathcal{R}}{W_k}$. Les capacités calorifiques à pression, $c_{p,k}$ et à volume constant $c_{v,k}$ sont supposées être constantes entre T_i and $T_{i+1} = T_i + 100$. Elles s'expriment respectivement à partir de l'enthalpie sensible ($C_{p,k} = \frac{\partial h_{s,k}}{\partial T}$) et de l'énergie sensible ($C_{v,k} = \frac{\partial e_{s,k}}{\partial T}$). L'énergie sensible de chaque espèce est supposée constante par morceau et est obtenue par interpolation linéaire via la relation 1.7.

$$\overline{e}_{s,k}(\overline{T}) = \hat{e}_{s,k}(T_i) + (\overline{T} - T_i) \frac{\hat{e}_{s,k}(T_{i+1}) - \hat{e}_{s,k}(T_i)}{T_{i+1} - T_i} \quad (1.7)$$

L'énergie et l'enthalpie sensibles du mélange sont enfin obtenues par les relations 1.8 et 1.9.

$$\overline{\rho} \tilde{e}_s = \sum_{k=1}^N \overline{\rho}_k \overline{e}_{s,k} = \overline{\rho} \sum_{k=1}^N \tilde{Y}_k \overline{e}_{s,k} \quad (1.8)$$

$$\overline{\rho} \tilde{h}_s = \sum_{k=1}^N \overline{\rho}_k \overline{h}_{s,k} = \overline{\rho} \sum_{k=1}^N \tilde{Y}_k \overline{h}_{s,k} \quad (1.9)$$

Les capacités calorifiques à pression constante et à volume constant dépendent de la composition locale du mélange (1.10).

$$\overline{C}_p = \sum_{k=1}^N \tilde{Y}_k \overline{C}_{p,k} \quad \overline{C}_v = \sum_{k=1}^N \tilde{Y}_k \overline{C}_{v,k} \quad (1.10)$$

1.2.3 Equation d'état

Tous les fluides sont supposés être des gaz parfaits (1.11).

$$\bar{P} = \bar{\rho} r \bar{T} \quad (1.11)$$

Avec r défini comme la constante massique du mélange, calculée avec $r = \frac{\mathcal{R}}{W}$, où W est la masse molaire du mélange, obtenue à partir de la relation 1.12, et \mathcal{R} , la constante des gaz parfaits valant $8.314 \text{ J.K}^{-1}.\text{mol}^{-1}$.

$$\frac{1}{W} = \sum_{k=1}^N \frac{\bar{Y}_k}{W_k} \quad (1.12)$$

1.2.4 Coefficients de transport

Les méthodes de calculs des coefficients de transport résultent du compromis entre précision et rapidité d'exécution.

- La viscosité dynamique moléculaire est supposée indépendante de la composition du mélange. Elle est calculée avec une loi puissance (eq. 1.13).

$$\bar{\mu} = c_1 \left(\frac{\bar{T}}{T_{ref}} \right)^b \quad (1.13)$$

Les constantes c_1 et b doivent être ajustées afin d'obtenir la viscosité réelle du mélange dans la plage des conditions de pression et de température souhaitées.

- La conductivité thermique moléculaire est calculée à partir de la viscosité dynamique moléculaire, de la capacité calorifique du mélange et du nombre de Prandtl, P_r .

$$\bar{\lambda} = \frac{\bar{\mu} \bar{C}_p}{P_r} \quad (1.14)$$

Le nombre de Prandtl est supposé constant.

- Les coefficients de diffusion moléculaires des espèces sont calculés à partir des coefficients de diffusion binaire (ou coefficients de diffusion d'une espèce dans une autre). Les nombres de Schmidt de chaque espèce $S_{c,k}$ sont supposés constants, ce qui permet de calculer simplement le coefficient de diffusion moléculaire de l'espèce k dans le mélange par la relation 1.15.

$$\bar{D}_k = \frac{\bar{\mu}}{\bar{\rho} S_{c,k}} \quad (1.15)$$

1.3 Equations-bilan

En filtrant au sens de Favre les équations-bilan instantanées de la DNS, on obtient les équations filtrées LES :

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{w}}}{\partial t} + \nabla \cdot \bar{\mathbf{F}} = \bar{\mathbf{s}} \quad (1.16)$$

où

– $\bar{\mathbf{w}}$ est le vecteur des variables conservatives filtrées,

$$\bar{\mathbf{w}} = (\bar{\rho}\tilde{u}, \bar{\rho}\tilde{v}, \bar{\rho}\tilde{w}, \bar{\rho}\tilde{E}, \bar{\rho}\tilde{Y}_k)^T$$

– $\bar{\mathbf{F}} = (\bar{\mathbf{f}}, \bar{\mathbf{g}}, \bar{\mathbf{h}})^T$ est le tenseur des flux filtrés. Les composantes du tenseur des flux filtrés, $\bar{\mathbf{f}}, \bar{\mathbf{g}}$ et $\bar{\mathbf{h}}$ peuvent se décomposer en trois parties :

- Les flux filtrés non visqueux $\bar{\mathbf{f}}^I, \bar{\mathbf{g}}^I$ et $\bar{\mathbf{h}}^I$,
- Les flux filtrés visqueux $\bar{\mathbf{f}}^V, \bar{\mathbf{g}}^V$ et $\bar{\mathbf{h}}^V$, et
- Les flux de sous-maille $\bar{\mathbf{f}}^t, \bar{\mathbf{g}}^t$ et $\bar{\mathbf{h}}^t$.

On obtient alors les expressions 1.17 pour chaque composante du tenseur des flux filtrés :

$$\bar{\mathbf{f}} = \bar{\mathbf{f}}^I + \bar{\mathbf{f}}^V + \bar{\mathbf{f}}^t \quad (1.17)$$

$$\bar{\mathbf{g}} = \bar{\mathbf{g}}^I + \bar{\mathbf{g}}^V + \bar{\mathbf{g}}^t \quad (1.18)$$

$$\bar{\mathbf{h}} = \bar{\mathbf{h}}^I + \bar{\mathbf{h}}^V + \bar{\mathbf{h}}^t \quad (1.19)$$

– $\bar{\mathbf{s}}$ correspond au terme source filtré lié à la combustion.

1.3.1 Termes non-visqueux

Les trois composantes des termes non-visqueux du tenseur des flux filtrés s'écrivent sous la forme 1.20.

$$\bar{\mathbf{f}}^I = \begin{pmatrix} \bar{\rho}\tilde{u}^2 + \bar{P} \\ \bar{\rho}\tilde{u}\tilde{v} \\ \bar{\rho}\tilde{u}\tilde{w} \\ \bar{\rho}\tilde{E}\tilde{u} + \bar{P}\tilde{u} \\ \bar{\rho}_k\tilde{u} \end{pmatrix}, \bar{\mathbf{g}}^I = \begin{pmatrix} \bar{\rho}\tilde{u}\tilde{v} \\ \bar{\rho}\tilde{v}^2 + \bar{P} \\ \bar{\rho}\tilde{v}\tilde{w} \\ \bar{\rho}\tilde{E}\tilde{v} + \bar{P}\tilde{v} \\ \bar{\rho}_k\tilde{v} \end{pmatrix}, \bar{\mathbf{h}}^I = \begin{pmatrix} \bar{\rho}\tilde{u}\tilde{w} \\ \bar{\rho}\tilde{v}\tilde{w} \\ \bar{\rho}\tilde{w}^2 + \bar{P} \\ \bar{\rho}\tilde{E}\tilde{w} + \bar{P}\tilde{w} \\ \bar{\rho}_k\tilde{w} \end{pmatrix} \quad (1.20)$$

1.3.2 Termes visqueux

Les trois composantes des termes visqueux du tenseur des flux filtrés sont définies par la relation 1.21.

$$\begin{aligned}
\bar{\mathbf{f}}^V &= \begin{pmatrix} -\overline{\tau_{xx}} \\ -\overline{\tau_{xy}} \\ -\overline{\tau_{xz}} \\ -(\overline{u \tau_{xx}} + \overline{v \tau_{xy}} + \overline{w \tau_{xz}}) + \overline{q_x} \\ \overline{J_{x,k}} \end{pmatrix} \\
\bar{\mathbf{g}}^V &= \begin{pmatrix} -\overline{\tau_{xy}} \\ -\overline{\tau_{yy}} \\ -\overline{\tau_{yz}} \\ -(\overline{u \tau_{xy}} + \overline{v \tau_{yy}} + \overline{w \tau_{yz}}) + \overline{q_y} \\ \overline{J_{y,k}} \end{pmatrix} \\
\bar{\mathbf{h}}^V &= \begin{pmatrix} -\overline{\tau_{xz}} \\ -\overline{\tau_{yz}} \\ -\overline{\tau_{zz}} \\ -(\overline{u \tau_{xz}} + \overline{v \tau_{yz}} + \overline{w \tau_{zz}}) + \overline{q_z} \\ \overline{J_{z,k}} \end{pmatrix}
\end{aligned} \tag{1.21}$$

Avec :

- $\tilde{\tau}_{ij}$, le tenseur des contraintes filtrées, défini par la relation 1.22.

$$\overline{\tau_{ij}} = 2\overline{\mu} \left(\tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tilde{S}_{ll} \right), \quad i, j = 1, 3 \tag{1.22}$$

où \tilde{S}_{ij} est le taux de déformation filtré donné par la relation 1.23.

$$\tilde{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \right), \quad i, j = 1, 3 \tag{1.23}$$

Et $\overline{\mu}$ représente la viscosité dynamique moléculaire du mélange.

- $\overline{J_{i,k}}$, le flux diffusif filtré de l'espèce k donné par l'expression 1.24. Cette expression est obtenue en utilisant l'approximation proposée par Hirschfelder et Curtis [53].

$$\overline{J_{i,k}} = -\overline{\rho} \left(\overline{D_k} \frac{W_k}{W} \frac{\partial \tilde{X}_k}{\partial x_i} - \tilde{Y}_k \tilde{V}_i^c \right), \quad i = 1, 2, 3 \tag{1.24}$$

où \tilde{V}_i^c est la i^{eme} composante de la vitesse de correction, définie par la relation 1.25, qui permet d'assurer la conservation de la masse.

$$\tilde{V}_i^c = \sum_{k=1}^N \overline{D_k} \frac{W_k}{W} \frac{\partial \tilde{X}_k}{\partial x_i}, \quad i = 1, 2, 3 \tag{1.25}$$

Et \tilde{X}_k et $\overline{D_k}$ représentent respectivement la fraction molaire et le coefficient de diffusion moléculaire de l'espèce k dans le mélange.

– $\overline{q_i}$, le flux de chaleur filtré calculé à partir de la relation 1.26.

$$\overline{q_i} = -\overline{\lambda} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_i} + \sum_{k=1}^N \overline{J_{i,k}} \tilde{h}_{s,k}, \quad i = 1, 2, 3 \quad (1.26)$$

où $\overline{\lambda}$ est la conductivité thermique du mélange, et $\tilde{h}_{s,k}$, l'enthalpie sensible filtrée de l'espèce k .

1.3.3 Termes de sous-maille

Les termes de sous-maille à modéliser s'expriment sous la forme 1.27.

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{f}}^t &= \begin{pmatrix} -\overline{\tau_{xx}}^t \\ -\overline{\tau_{xy}}^t \\ -\overline{\tau_{xz}}^t \\ \overline{q_x}^t \\ \overline{J_{x,k}}^t \end{pmatrix} \\ \bar{\mathbf{g}}^t &= \begin{pmatrix} -\overline{\tau_{xy}}^t \\ -\overline{\tau_{yy}}^t \\ -\overline{\tau_{yz}}^t \\ \overline{q_y}^t \\ \overline{J_{y,k}}^t \end{pmatrix} \\ \bar{\mathbf{h}}^t &= \begin{pmatrix} -\overline{\tau_{xz}}^t \\ -\overline{\tau_{yz}}^t \\ -\overline{\tau_{zz}}^t \\ \overline{q_z}^t \\ \overline{J_{z,k}}^t \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.27)$$

Avec

– $\overline{\tau_{ij}}^t$, le tenseur des contraintes de sous-maille définis par 1.28.

$$\overline{\tau_{ij}}^t = -\overline{\rho}(\widetilde{u_i u_j} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j), \quad i, j = 1, 3 \quad (1.28)$$

Le tenseur des contraintes de sous-maille est modélisé à partir de l'hypothèse de Boussinesq. Cette hypothèse permet d'exprimer directement les tensions de sous-maille en fonction des taux de déformation résolus en définissant une viscosité dynamique turbulente, μ_t .

$$\overline{\tau_{ij}}^t + \frac{1}{3} \delta_{ij} \tilde{S}_{ll} = 2 \mu_t (\tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tilde{S}_{ll}), \quad i, j = 1, 3 \quad (1.29)$$

La modélisation de la viscosité dynamique turbulente μ_t est développée au paragraphe 1.4. Il existe une approche alternative à la modélisation des contraintes

de sous-maille utilisant une viscosité turbulente. Les modèles de sous-maille dynamiques basés sur les méthodes de Germano [41] ou de Lilly [68] utilisent la connaissance des plus petites échelles résolues pour reconstruire les échelles à modéliser. Le principal problème lié à ces modèles est le transfert d'énergie des petites échelles vers les plus grandes qui se traduit par une viscosité turbulente négative. Ce phénomène de "backscattering" compromet la stabilité du calcul. C'est pour cette raison que dans ce travail de thèse visant à appliquer la LES à des géométries complexes on utilise des modèles de sous-maille robustes et peu coûteux en temps de calcul.

- $\overline{J_{i,k}}$, les flux de diffusion des espèces de sous-maille calculés par analogie aux contraintes de sous-maille en définissant un coefficient de diffusion turbulent de l'espèce k , D_k^t .

$$\overline{J_{i,k}}^t = -\bar{\rho} \left(D_k^t \frac{W_k}{W} \frac{\partial \tilde{X}_k}{\partial x_i} - \tilde{Y}_k \tilde{V}_i^{c,t} \right), \quad i = 1, 2, 3 \quad (1.30)$$

où $\tilde{V}_i^{c,t}$, la vitesse de correction de sous-maille est obtenue à partir de la relation 1.31.

$$\tilde{V}_i^{c,t} = \sum_{k=1}^N D_k^t \frac{W_k}{W} \frac{\partial \tilde{X}_k}{\partial x_i}, \quad i = 1, 2, 3 \quad (1.31)$$

- $\overline{q_i}^t$, les flux de diffusion de chaleur de sous-maille calculés en définissant une conductivité thermique turbulente λ_t .

$$\overline{q_i}^t = -\lambda_t \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_i} + \sum_{k=1}^N \overline{J_{i,k}}^t \tilde{h}_{s,k}, \quad i = 1, 2, 3 \quad (1.32)$$

Comme pour les flux résolus, la conductivité thermique turbulente et les coefficients de diffusion turbulents des termes de sous-maille sont calculés respectivement à partir d'un nombre de Prandtl turbulent, Pr^t et des nombres de Schmidt turbulents des espèces, Sc_k^t . Ces nombres sont fixés à 0.9. Ainsi la conductivité thermique turbulente $\overline{\lambda}^t$ est calculée avec la relation 1.33.

$$\overline{\lambda} = \frac{\bar{\mu} \overline{C_p}}{Pr_r^t} \quad (1.33)$$

Et les coefficients de diffusion turbulents des espèces, D_k^t sont calculés à partir de la relation 1.34.

$$\overline{D_k} = \frac{\bar{\mu}}{\bar{\rho} Sc_{c,k}^t} \quad (1.34)$$

1.4 Modèles de sous-maille

Tous les modèles de sous-maille disponibles dans AVBP sont basés sur le concept de viscosité turbulente. L'enjeu de la modélisation de sous-maille consiste à calculer une viscosité turbulente représentative de l'ensemble des échelles contenues dans la maille. La majorité des modèles de sous-maille a été développée en supposant que la taille de la maille est constante dans l'espace et le temps, ce qui pose des problèmes de modélisation évidents pour les maillages anisotropes et/ou mobiles appréhendés par Scotti et al. [103] et Sagaut [98]. Ces problèmes sont négligés dans ce travail de thèse.

Quatre modèles de sous-maille sont disponibles.

- Le modèle de Smagorinsky [108],
- Le modèle de Smagorinsky filtré [36],
- Le modèle WALE (Wall Adapting Linear Eddy) [82] et,
- Le modèle à une équation pour l'énergie cinétique turbulente de sous-maille [114].

Une description sommaire des différents modèles est réalisée dans cette section. Dans la suite, la taille caractéristique de la maille Δ est calculée à partir du volume de la maille, $\Delta = V_{maille}^{1/3}$.

1.4.1 Modèle de Smagorinsky

Dans le modèle de Smagorinsky, la viscosité turbulente est proportionnelle à la taille caractéristique de la maille locale et à une échelle de temps caractéristique des structures basées sur les taux de déformation résolus [108].

$$\nu_t = (C_S \Delta)^2 \sqrt{2 \tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij}}, \quad (1.35)$$

où C_S est la constante de Smagorinsky. Cette constante a d'abord été définie égale à 0.18 par Lilly [68], en faisant l'hypothèse d'un équilibre local afin de retrouver la décroissance d'énergie cinétique turbulente dans le cas d'une turbulence homogène isotrope. Certains auteurs préconisent de la fixer à 0.10 pour les écoulements sur plaques planes comme Deardorff [30] ou Lesieur [67].

Ce modèle a servi de base aux développements de modèles plus élaborés comme le modèle de Smagorinsky dynamique [76] ou encore la prise en compte des parois avec la fonction d'amortissement de Van Driest [38]. Malgré sa simplicité, le modèle de Smagorinsky a des défauts bien connus.

- Il prédit de la viscosité turbulente même dans le cas d'écoulement purement 2D, ce qui limite la capture de la transition laminaire/turbulent.
- Le modèle ne permet pas de reproduire la décroissance de la turbulence au niveau des murs, puisqu'il prédit de la viscosité turbulente tant qu'il existe du taux de déformation.

- La constante de Smagorinsky peut varier de 0.1 à 0.18 quand on passe d'un écoulement cisaillé à une turbulence homogène et isotrope d'après O'Neil [83]. Dans une géométrie complexe, cette constante peut varier de façon importante et nuire à la prédictivité des résultats.
- Enfin, l'hypothèse de turbulence isotrope n'est pas strictement valable pour les plus grandes structures non résolues, ce qui peut avoir un impact non négligeable dans un calcul VLES.

1.4.2 Modèle de Smagorinsky filtré

Le modèle de Smagorinsky filtré [36] se différencie du modèle standard en ne prenant en compte que les structures de hautes fréquences pour définir la viscosité turbulente de sous-maille.

$$\nu_t = (C_{SF}\Delta)^2 \sqrt{2HP(\tilde{S}_{ij})HP(\tilde{S}_{ij})}, \quad (1.36)$$

où C_{SF} est la constante de Smagorinsky filtré, fixée à 0.37. $HP(\tilde{S}_{ij})$ est le tenseur des taux de déformation résolus obtenus après filtrage haute-fréquence du champ de vitesse. Ce modèle semble atténuer certains défauts du modèle standard, notamment la transition laminaire/turbulent et la localité de la modélisation des structures turbulentes d'après Ducros [35].

1.4.3 Modèle WALE

Le modèle WALE a été développé par Nicoud et Ducros [82] afin de palier deux défauts du modèle de Smagorinsky, que sont la décroissance de la viscosité turbulente à la paroi, et la transition laminaire/turbulent. La viscosité turbulente est donnée par la relation 1.37.

$$\nu_t = (C_w\Delta)^2 \frac{(s_{ij}^d s_{ij}^d)^{3/2}}{(\tilde{S}_{ij}\tilde{S}_{ij})^{5/2} + (s_{ij}^d s_{ij}^d)^{5/4}}, \quad (1.37)$$

où

- $C_w = 0.49$ est la constante du modèle qui d'après Nicoud et Ducros varie moins que C_s ,
- s_{ij}^d représentent la partie déviatrice des taux de déformation résolus.

$$s_{ij}^d = \frac{1}{2} (\tilde{g}_{ij}^2 + \tilde{g}_{ji}^2) - \frac{1}{3} \tilde{g}_{kk}^2 \delta_{ij}, \quad (1.38)$$

Avec \tilde{g}_{ij} , la partie irrotationnelle du tenseur des contraintes résolues.

Le modèle WALE de par sa construction impose une viscosité turbulente nulle dans un écoulement 2D ce qui permet d'améliorer la transition laminaire/turbulent. Il permet également de retrouver l'évolution de la viscosité turbulente au voisinage de la paroi en $O(y^3)$ moyennant un maillage suffisant.

1.4.4 Modèle à une équation

Les modèles présentés jusqu'ici utilisent l'information à un instant pour modéliser les structures turbulentes non résolues. Or, dans un moteur à combustion interne, à la fin de la phase de compression, les gradients de vitesse résolus sont faibles. L'utilisation des modèles présentés précédemment peut conduire à une sous-estimation de l'intensité de la turbulence au moment d'allumage. Moureau [79] a alors intégré un modèle à une équation qui transporte l'énergie cinétique turbulente afin de suivre l'historique de turbulence. Il permet également de ne pas supposer l'équilibre locale entre production et dissipation des échelles de sous-maille. La viscosité turbulente s'exprime directement en connaissant l'énergie cinétique turbulente k_{sgs} avec la relation 1.39.

$$\nu_t = \bar{\rho} C_k \Delta \sqrt{k_{sgs}} \quad (1.39)$$

L'équation de transport de k_{sgs} provient des équations de Navier-Stokes incompressibles filtrées dérivées par Speziale [114].

$$\frac{\partial \bar{\rho} k_{sgs}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} k_{sgs} \tilde{u}_i}{\partial x_i} = \bar{\tau}_{ij} \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} - \bar{\rho} C_\epsilon \frac{k_{sgs}^{3/2}}{\Delta} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\nu_t \frac{\partial \bar{\rho} k_{sgs}}{\partial x_i} \right) \quad (1.40)$$

Cette équation égalise la convection de l'énergie cinétique turbulente (terme de gauche) avec respectivement les termes de production, dissipation et de diffusion de l'énergie cinétique turbulente (termes de droite). Les constantes de l'équation, C_k ($= 0.1$) et C_ϵ ($= 1.03$) sont obtenues par des approximations multi-échelles réalisées par Yoshizawa [131].

1.5 Modèle de combustion

1.5.1 Thermochimie

Dans ce paragraphe, la thermochimie utilisée dans AVBP est décrite en supposant que la flamme est résolue sur le maillage LES. Dans cette hypothèse, le terme

source résolu lié à la combustion dans l'équation 1.16 s'écrit sous la forme 1.41.

$$\bar{\mathbf{s}} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ \frac{\bar{\omega}_T}{\bar{\omega}_k} \\ -\bar{\omega}_k \end{pmatrix} \quad (1.41)$$

où $\bar{\omega}_T$ est le taux de dégagement de chaleur résolu et $\bar{\omega}_k$ le taux de réaction résolu de l'espèce k .

Le modèle de combustion est basé sur une loi d'Arrhenius qui nécessite la construction d'un schéma cinétique valable dans les conditions opératoires cibles. D'autres approches peuvent être utilisées comme celle développée par Vervisch et al. [40] basée sur des tabulations donnant le taux d'avancement de la réaction pour différentes conditions thermodynamiques et pour différents mélanges.

Chaque réaction chimique (M au total) est définie pour N réactifs et produits \mathcal{M}_k par la relation 1.42.

$$\sum_{k=1}^N v'_{kj} \mathcal{M}_{kj} \rightleftharpoons \sum_{k=1}^N v''_{kj} \mathcal{M}_{kj}, \quad j = 1, M \quad (1.42)$$

où v'_{kj} et v''_{kj} sont les coefficients stoechiométriques de la réaction j respectivement dans le sens direct et indirect.

Le taux de réaction résolu de l'espèce k est calculé à partir de la somme des taux de réaction résolus $\bar{\omega}_{kj}$ de toutes les réactions pour l'espèce k .

$$\bar{\omega}_k = \sum_{j=1}^M \bar{\omega}_{kj} = W_k \sum_{j=1}^M v_{kj} \bar{\mathcal{Q}}_j \quad (1.43)$$

où $v_{kj} = v''_{kj} - v'_{kj}$ et $\bar{\mathcal{Q}}_j$ est le taux d'avancement résolu de la réaction j qui s'exprime sous la forme 1.44.

$$\bar{\mathcal{Q}}_j = \bar{K}_{f,j} \prod_{k=1}^N \left(\frac{\bar{\rho} \tilde{Y}_k}{W_k} \right)^{v'_{kj}} - \bar{K}_{r,j} \prod_{k=1}^N \left(\frac{\bar{\rho} \tilde{Y}_k}{W_k} \right)^{v''_{kj}} \quad (1.44)$$

Avec $\bar{K}_{f,j}$ et $\bar{K}_{r,j}$, les constantes de réaction de la réaction j dans le sens direct et indirect. La loi d'Arrhenius présentée à l'équation 1.45 permet de calculer simplement la constante de réaction dans le sens direct de la réaction j en connaissant sa constante pré-exponentielle, $A_{f,j}$ et son énergie d'activation, $E_{a,j}$.

$$\bar{K}_{f,j} = A_{f,j} \exp \left(-\frac{E_{a,j}}{\mathcal{R}T} \right) \quad (1.45)$$

La constante de réaction dans le sens indirect est obtenue par l'intermédiaire de la constante d'équilibre \bar{K}_{eq} de la réaction j . La constante d'équilibre est calculée à partir de la relation 1.47, proposée par Kuo [61].

$$\bar{K}_{r,j} = \frac{\bar{K}_{f,j}}{\bar{K}_{eq}} \quad (1.46)$$

$$\bar{K}_{eq} = \left(\frac{p_0}{\mathcal{R}\bar{T}} \right)^{\sum_{k=1}^N \nu_{kj}} \exp \left(\frac{\overline{\Delta S_j^0}}{\mathcal{R}} - \frac{\overline{\Delta H_j^0}}{\mathcal{R}\bar{T}} \right) \quad (1.47)$$

où $p_0 = 1$ bar. $\overline{\Delta H_j^0}$ et $\overline{\Delta S_j^0}$ sont respectivement les variations d'enthalpie totale et d'entropie au cours de la réaction j définies par les relations 1.48 et 1.49.

$$\overline{\Delta H_j^0} = \sum_{k=1}^N \nu_{kj} W_k (\overline{h_{s,k}}(\bar{T}) + \Delta h_{f,k}^0) \quad (1.48)$$

$$\overline{\Delta S_j^0} = \sum_{k=1}^N \nu_{kj} W_k \overline{s_k}(\bar{T}) \quad (1.49)$$

Enfin, le taux de dégagement de chaleur résolu est calculé à partir de la relation 1.50.

$$\overline{\dot{\omega}_T} = - \sum_{k=1}^N \overline{\dot{\omega}_k} \Delta h_{f,k}^0 \quad (1.50)$$

Les enthalpies standard de formation $\Delta h_{f,k}^0$ sont issues de la base de données thermodynamiques JANAF [116].

1.5.2 Principe du modèle de flamme épaisse

La description du modèle de combustion réalisée au paragraphe 1.5.1 est basée sur l'hypothèse que le front de flamme est parfaitement résolu sur un maillage LES. Dans la pratique comme le montre la figure 1.3, l'épaisseur d'une flamme de prémélange δ_l^0 est de l'ordre de 0.1 mm, ce qui est plus petit que la taille de la maille LES Δ , généralement de l'ordre du mm dans une géométrie complexe.

Butler et O'Rourke [20] ont proposé une solution pour propager une flamme pré-mélangée sur un maillage grossier. En faisant une analyse dimensionnelle (Williams [129]), on peut montrer que la vitesse de flamme laminaire S_L^0 et l'épaisseur de flamme laminaire δ_L^0 sont contrôlées par la diffusivité thermique, D_{th} et la constante pré-exponentielle de la loi d'Arrhenius, A .

$$S_L^0 \propto \sqrt{D_{th}A} \quad \delta_L^0 \propto \frac{D_{th}}{S_L^0} = \sqrt{\frac{D_{th}}{A}} \quad (1.51)$$

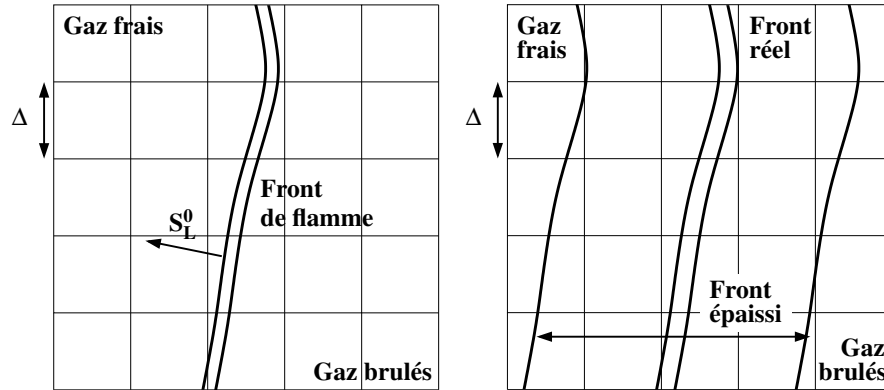


FIG. 1.3: Principe du modèle de flamme épaissie. Gauche : Insuffisante discrétisation du front de flamme sur le maillage LES (taille de maille Δ). Droite : Application du modèle de flamme épaissie pour résoudre le front de flamme sur le maillage LES. [92].

Si on multiplie par F la diffusivité thermique et si on divise par F la constante pré-exponentielle, S_L^0 reste inchangée alors que δ_L^0 a été multipliée par F . A condition de se donner un épaississement suffisant, le modèle de flamme épaissie permet de propager une flamme épaissie d'un facteur F à la vitesse de flamme laminaire.

1.5.3 Modèle de combustion de sous-maille

Dans les écoulements turbulents, l'épaississement artificiel de la flamme va altérer l'interaction entre la flamme et la turbulence. Les tourbillons qui ont une taille plus petite que $F\delta_L^0$ n'interagiront plus avec la flamme (comme le montre la figure 1.4). La flamme épaissie est donc moins plissée que la flamme non épaissie car moins de tourbillons peuvent l'affecter.

Un modèle de combustion de sous-maille appelé la fonction d'efficacité a été développé par Colin et al. [28] afin de compenser le plissement réduit de la flamme épaissie. Il existe d'autres approches comme celle développée par Charlette et Meneveau [24] [25]. Le modèle de Colin consiste à accélérer la vitesse de propagation de la flamme épaissie sans en modifier son épaisseur. En reprenant l'analyse dimensionnelle réalisée au paragraphe 1.5.2, on remarque que si l'on multiplie par une fonction d'efficacité E la diffusivité thermique et la constante pré-exponentielle, la vitesse de la flamme épaissie est multipliée par E alors que son épaisseur reste inchangée.

La fonction d'efficacité est définie comme le rapport entre le plissement de la

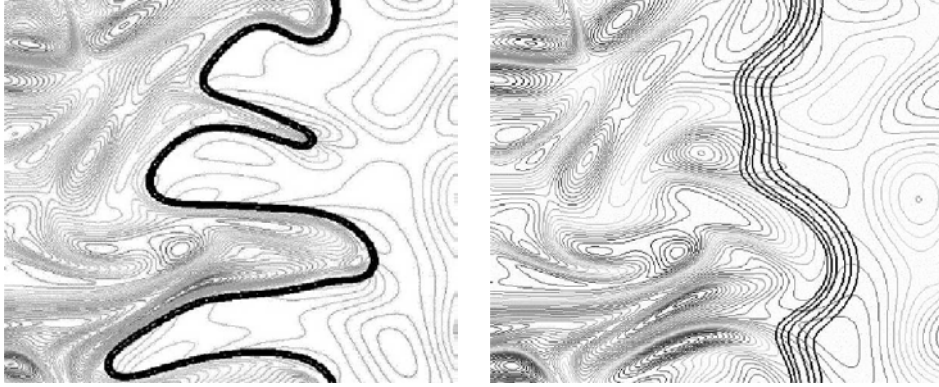


FIG. 1.4: DNS de l'interaction flamme / turbulence réalisées par Veynante ([1], [92]). Champs de taux de réaction et de la vorticité. Gauche : Flamme non épaissie $F=1$, Droite : Flamme épaissie $F=5$.

flamme épaissie Ξ^1 et celui de la flamme non épaissie Ξ^0 .

$$E = \frac{\Xi^0}{\Xi^1} = \frac{1 + \alpha \Gamma \left(\frac{\Delta_e}{\delta_l^0}, \frac{u'_{\Delta_e}}{s_l^0} \right) \frac{u'_{\Delta_e}}{s_l^0}}{1 + \alpha \Gamma \left(\frac{\Delta_e}{\delta_l^1}, \frac{u'_{\Delta_e}}{s_l^0} \right) \frac{u'_{\Delta_e}}{s_l^0}} \quad (1.52)$$

où

- α est calculé à partir du nombre de Reynolds turbulent Re_t défini à partir de la fluctuation de vitesse locale u' et de l'échelle intégrale l_t . L'approche qui est employée dans la partie II de cette thèse prend en compte les variations spatiales et temporelles de l'échelle intégrale afin de mieux prédire par exemple la dynamique de la flamme épaissie près d'une paroi. (Voir Colin et al. [28] pour plus de détails).
- Δ_e est l'échelle caractéristique des plus grands tourbillons dont l'interaction avec la flamme est altérée par l'épaississement et u'_{Δ_e} , la fluctuation de vitesse associée à ces tourbillons. En pratique, Δ_e vaut 10Δ (où Δ est la taille caractéristique de la maille).
- La fonction Γ correspond à l'intégration des contributions au plissement de tous les tourbillons affectés par l'épaississement, à savoir tous ceux dont la taille est comprise entre l'échelle de Kolmogorov η_K et l'échelle Δ_e . (Voir Meneveau et Poinso [73])

La fonction Γ est définie par l'équation 1.53.

$$\Gamma \left(\frac{\Delta_e}{\delta_l^1}, \frac{u'_{\Delta_e}}{s_l^0} \right) = 0.75 \exp \left[- \frac{1.2}{\left(u'_{\Delta_e}/s_l^0 \right)^{0.3}} \right] \left(\frac{\Delta_e}{\delta_l^1} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (1.53)$$

La fonction d'efficacité a été créée afin de vérifier les propriétés suivantes :

1. Lorsque l'écoulement est laminaire, la fonction d'efficacité ne modifie pas l'interaction flamme / turbulence. Par contre, la flamme épaissie se propage bien à la vitesse de flamme laminaire (Butler et O'Rourke [84]).
2. La fonction d'efficacité permet également de retrouver la vitesse de flamme turbulente $S_T = ES_L^0$ pour une combustion turbulente prémélangée.

1.5.4 Modèle de flamme épaissie dynamiquement

Le modèle de flamme épaissie dynamiquement est une extension du modèle de flamme épaissie pour les flammes partiellement prémélangées. Le modèle de flamme épaissie standard augmente les termes de diffusion des espèces et de chaleur dans tout le domaine de calcul. Dans les zones de mélange où il n'y a pas de réaction, le mélange entre les espèces est alors modifié. Afin d'éviter ce problème, le modèle de flamme épaissie dynamiquement a été créé par Légier et al. [65]. Ce modèle utilise un senseur qui capture les zones de réaction. Le facteur d'épaississement n'est appliqué que dans les zones où le taux de réaction est suffisamment grand. Le facteur d'épaississement du modèle dynamique est alors défini par la relation 1.54 afin d'être maximum dans les zones de réaction et de valoir un dans les zones sans réaction².

$$F = 1 + (F_{max} - 1)S \quad (1.54)$$

où S est défini par la relation :

$$S = \tanh\left(\beta' \frac{\Omega}{\Omega_0}\right) \quad (1.55)$$

Avec β' une constante, et Ω une fonction qui détecte la présence du front de flamme. Ω est calculé à l'aide d'une loi d'Arrhenius modifiée (voir équation 1.56) par un facteur Γ' inférieur à un pour que le front de flamme soit encadré par l'épaississement.

$$\Omega = Y_F^{v'_F} Y_O^{v'_O} \exp\left(-\Gamma' \frac{E_a}{RT}\right) \quad (1.56)$$

Ω_0 est déterminé par le maximum de Ω dans une flamme prémélangée 1D non épaissie réalisée dans les mêmes conditions que celles du calcul complexe.

²De nombreuses questions restent sous-jacentes à l'utilisation d'un facteur d'épaississement variant dans l'espace et le temps. A notre connaissance, aucun auteur n'a tenté d'évaluer les erreurs de commutation par exemple qui pourraient intervenir.

Avec le modèle de flamme épaissie dynamiquement, de nouvelles fermetures de sous-maille sont nécessaires pour que leurs contributions soient nulles dans la zone de réaction (voir équation 1.61).

Epaississement dynamique avec la résolution

Le facteur d'épaississement F doit être fixé le plus petit possible afin de résoudre suffisamment la flamme sur le maillage LES. Pour faciliter l'utilisation du modèle de flamme épaissie sur les maillages anisotropes, Schmitt [100] a développé une procédure qui permet d'imposer le nombre de points n souhaité dans le front de flamme. Le facteur d'épaississement est alors calculé en fonction de la taille de la maille locale Δ à partir de la relation 1.57.

$$F = n \frac{\Delta}{\delta_L^0} \quad (1.57)$$

Le nombre de points minimal nécessaire afin de propager la flamme à la bonne vitesse vaut environ 5 d'après Schmitt. Néanmoins ce nombre dépend beaucoup des paramètres numériques utilisés. C'est la raison pour laquelle une étude sera réalisée spécifiquement au chapitre 7.

1.5.5 Equations de transport des espèces pour les écoulements réactifs

1. Pour les écoulements non réactifs, l'équation de transport filtrée de l'espèce k s'écrit sous la forme 1.58.

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{Y}_k}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{Y}_k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\bar{J}_{i,k} + \bar{J}_{i,k}^t \right) \quad (1.58)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{Y}_k}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{Y}_k}{\partial x_i} = \\ \frac{\partial}{\partial x_i} \left(-\bar{\rho} \left(\bar{D}_k + \bar{D}_k^t \right) \frac{W_k}{W} \frac{\partial \tilde{X}_k}{\partial x_i} - \tilde{Y}_k \left(\tilde{V}_i^c + \tilde{V}_i^{c,t} \right) \right) \end{aligned} \quad (1.59)$$

2. Pour les écoulements réactifs en prémélange, l'équation de transport de l'espèce k , modifiée par le modèle de flamme épaissie, devient :

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{Y}_k}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{Y}_k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(E F \bar{J}_{i,k} + \bar{J}_{i,k}^t \right) + \frac{E}{F} \bar{\omega}_k \quad (1.60)$$

En dehors de la flamme, les flux diffusifs des espèces sont quasiment nuls. La dynamique de l'écoulement est très peu affectée par l'épaississement et la fonction d'efficacité.

3. Avec le modèle de flamme épaissie dynamiquement, adapté au contexte des flammes partiellement prémélangées, l'équation de l'espèce k est modifiée pour prendre la forme 1.61. F , le facteur d'épaississement dynamique est défini par l'équation 1.54. S est le senseur du taux de réaction qui vaut un dans la flamme et zéro ailleurs.

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{Y}_k}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{Y}_k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(E F \bar{J}_{i,k} + (1 - S) \bar{J}_{i,k}^t \right) + \frac{E}{F} \bar{\omega}_k \quad (1.61)$$

La relation 1.61 n'est pas obtenue par filtrage de l'équation de transport instantanée de l'espèce k de la DNS. Elle est construite à partir de considérations physiques. Cette équation dégénère vers l'équation filtrée de l'espèce k (eq. 1.58) loin du front de flamme (puisque S tend vers 0 et E et F tendent vers 1). Dans le front de flamme, S valant 1, l'équation 1.61 correspond à l'équation 1.60 du modèle de flamme épaissie standard. Cette construction a l'avantage de prédire le mélange loin du front, ainsi que de propager la flamme à une vitesse turbulente donnée avec une épaisseur contrôlée. L'équation 1.61 ne découle pas d'une dérivation exacte. Elle est construite à partir de deux approches : le filtrage (loin du front) et l'épaississement (dans le front). Ce type d'approche heuristique est souvent utilisée en MFN. La plupart des modèles pour la dissipation turbulente (ϵ) comme celui de Spalart et Allmaras [112], ou les modèles hybrides de combustion de Vervisch et al. [34] sont tous construits à partir de considérations physiques et non de dérivations rigoureuses.

1.6 Méthodes numériques

1.6.1 Généralités

AVBP a été initié par Schönfeld et Rudgyard[101] dans le but de créer un code de calcul compressible pour les écoulements laminares et turbulents, dont l'architecture et ses méthodes numériques sont capables de calculer sur des maillages hybrides et sur un grand nombre de processeurs.

- Le choix du type de maillage dépend grandement de la géométrie considérée. Pour les géométries complexes, les maillages non structurés ont l'avantage d'être plus faciles à générer et plus robustes que les maillages structurés. Cependant leur efficacité³ est cependant plus faible que celle des maillages structurés.
- AVBP est couplé à une librairie modulable appelée MPL, qui assure une interface simple entre le code et la librairie parallèle standard MPI⁴, ce qui a per-

³L'efficacité correspond au temps de calcul nécessaire pour réaliser une itération sur un noeud de maillage avec un processeur.

⁴MPI=Message Passing Interface

mis de le paralléliser totalement et d'obtenir une efficacité évoluant de manière quasi-théorique même pour beaucoup de processeurs.

Les méthodes numériques adoptées ont été principalement motivées par la facilité de parallélisation du code, le contrôle des paramètres numériques et la précision des méthodes numériques :

- Méthode volumes finis de type cell-vertex plutôt que cell-centered.
- Schémas centrés couplés avec des senseurs de viscosité artificielle plutôt que des schémas décentrés.
- Intégration temporelle explicite plutôt qu'implicite.

1.6.2 Méthode cell-vertex

Principe d'assemblage et de redistribution

La méthode cell-vertex s'effectue en deux étapes qui sont illustrées par la figure 1.5 [79].

1. La phase d'assemblage : Les variables conservatives stockées aux noeuds sont assemblées aux cellules via une opération dite d'assemblage, afin d'appliquer les opérateurs numériques.
2. La phase de redistribution : Les résidus obtenus aux cellules, sur lesquelles les équations de conservation sont intégrées, sont redistribués aux volumes de contrôles centrés aux noeuds.

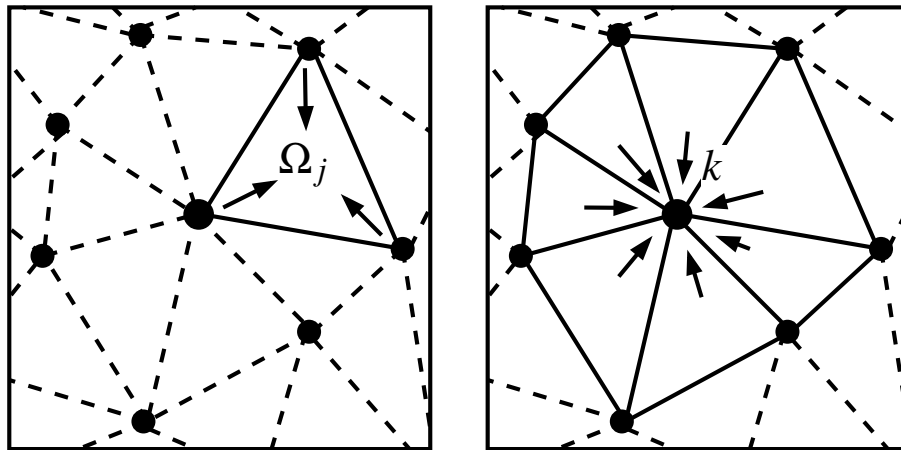


FIG. 1.5: Principe de la méthode cell-vertex. Gauche : Opération d'assemblage
- Droite : Opération de redistribution [79].

Pour décrire l'approche aux résidus pondérés, les équations d'Euler sont considérées dans leur formulation conservative :

$$\frac{\partial \mathbf{w}}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{\mathcal{F}} = \mathbf{0} \quad (1.62)$$

où \mathbf{w} est le vecteur des variables conservatives et $\vec{\mathcal{F}}$ correspond au tenseur des flux d'Euler.

Les flux des équations sont évalués dans chaque volume de contrôle Ω_j afin de calculer le résidu. Chaque volume de contrôle V_{Ω_j} est calculé à partir des normales aux noeuds de la cellule \vec{dS}_i par la relation 1.63 afin de conserver les aires et la consistance de l'opérateur de divergence.

$$V_{\Omega_j} = \frac{1}{N_d^2} \sum_{i \in \Omega_j} \vec{x}_i \cdot \vec{dS}_i \quad (1.63)$$

où N_d est le nombre de dimensions et \vec{x}_i les coordonnées du noeud i . Le résidu \mathbf{R}_{Ω_j} du volume de contrôle Ω_j est ensuite calculé par la relation 1.64 valable pour n'importe quel type d'éléments.

$$\mathbf{R}_{\Omega_j} = \frac{1}{N_d V_{\Omega_j}} \sum_{i \in \Omega_j} \vec{\mathcal{F}}_i \cdot \vec{dS}_i \quad (1.64)$$

où $\vec{\mathcal{F}}_i$ résulte d'une opération d'assemblage/redistribution de $\vec{\mathcal{F}}$, N_d représente le nombre de dimension et $\{i \in \Omega_j\}$ sont les noeuds de la cellule Ω_j . Afin de calculer les résidus aux noeuds utilisés pour l'intégration temporelle des équations, le volume au noeud k est défini par la relation 1.65.

$$V_k = \sum_{j|k \in \Omega_j} \frac{V_{\Omega_j}}{n_v(\Omega_j)} \quad (1.65)$$

où n_v est le nombre de noeuds de la cellule Ω_j . On peut alors calculer le résidu au noeud en faisant une pondération des volumes par la relation 1.66.

$$\mathbf{R}_k = \frac{\partial \mathbf{w}_k}{\partial t} = -\frac{1}{V_k} \sum_{j|k \in \Omega_j} \frac{V_{\Omega_j}}{n_v(\Omega_j)} \mathbf{R}_{\Omega_j} \quad (1.66)$$

L'intégration en temps est ensuite réalisée pour chaque noeud avec un pas de temps global, Δt .

$$\mathbf{w}_k^{n+1} = \mathbf{w}_k^n - \Delta t \mathbf{R}_k \quad (1.67)$$

Le pas de temps global est défini comme le pas de temps limitant (c'est à dire le plus petit pas de temps) du domaine de calcul. Il est obtenu afin de respecter la condition de stabilité de Courant-Friedrichs-Lewy basée sur les ondes les plus rapides de l'écoulement, c'est à dire sur les ondes acoustiques. Il représente le pas de temps maximum admissible afin de vérifier la condition de stabilité et il s'écrit sous la forme :

$$\Delta t_{max} < CFL \min \left(\frac{\Delta}{(|\vec{V}| + c)} \right) \quad (1.68)$$

où CFL est une constante dépendant du schéma de convection utilisé. Elle vaut autour de un pour les schémas centrés. Δ correspond au volume local et c la vitesse du son est calculée à partir de $\sqrt{\gamma r T}$.

Schéma de Lax-Wendroff

Le schéma de Lax-Wendroff [52] est un schéma volumes finis d'ordre deux en espace et d'ordre un en temps. Il est très largement utilisé car il apporte un compromis raisonnable entre précision, robustesse et temps de calcul. Il est obtenu en ajoutant une matrice de distribution $D_{\Omega_j}^k$ à l'équation 1.66.

$$\frac{\partial \mathbf{w}_k}{\partial t} = - \frac{1}{V_k} \sum_{j|k \in \Omega_j} D_{\Omega_j}^k V_{\Omega_j} R_{\Omega_j} \quad (1.69)$$

où $D_{\Omega_j}^k$ est une matrice de distribution définie par la relation 1.70.

$$D_{\Omega_j}^k = \frac{1}{n_v} (I + C \frac{\Delta t}{V_{\Omega_j}} \vec{\mathcal{A}}_{\Omega_j} \cdot \vec{dS}_k) \quad (1.70)$$

Avec

- I , la matrice unitaire,
- $\vec{\mathcal{A}}$, la jacobienne du tenseur des flux et,
- C , une constante. Le schéma présenté au paragraphe 1.6.2 correspond au schéma de discrétisation le plus simple quand $C = 0$. Dans la formulation de Lax-Wendroff adoptée, C vaut $\frac{n_v^2}{2N_d}$.

Schéma TTGC

Le schéma TTGC a été développé afin d'équiper AVBP d'un schéma d'ordre trois en espace et en temps. La difficulté de la construction d'un tel schéma est d'abord liée à la constatation qu'un tel schéma est impossible à construire en volumes finis pour des maillages hybrides. Colin et Rudgyard [29] ont alors développé un

schéma basé sur les éléments finis adaptable à la méthode cell-vertex. Les équations de Navier-Stokes, intégrées en espace et en temps pour ce schéma, s'écrivent en deux étapes :

$$\frac{\hat{\mathbf{w}}_k^n - \mathbf{w}_k^n}{\Delta t} = -\frac{1}{M} [\alpha \cdot L_k(\mathbf{w}_k^n) + \beta \cdot \Delta t \cdot LL_k(\mathbf{w}_k^n)] \quad (1.71)$$

$$\frac{\mathbf{w}_k^{n+1} - \hat{\mathbf{w}}_k^n}{\Delta t} = -\frac{1}{M} [L_k(\hat{\mathbf{w}}_k^n) + \gamma \cdot \Delta t \cdot LL_k(\mathbf{w}_k^n)] \quad (1.72)$$

où $\alpha = 0.49$, $\beta = 1/6$ et $\gamma = 1/2 - \alpha$. La matrice de masse M est inversée par une méthode de Jacobi à plusieurs pas (en général 2 pas sont utilisés). Les opérateurs de discrétisation spatiale du premier ordre L et du second ordre LL sont calculés à l'aide de la méthode cell-vertex de la façon suivante :

$$L_k(\mathbf{w}_k^n) = \sum_{j|k \in \Omega_j} L_k(\mathbf{w}_k^n)|_{\Omega_j} \quad (1.73)$$

$$LL_k(\mathbf{w}_k^n) = \sum_{j|k \in \Omega_j} LL_k(\mathbf{w}_k^n)|_{\Omega_j} \quad (1.74)$$

Ils sont ensuite évalués en fonction du type d'éléments :

– Pour les éléments linéaires (triangles, tétraèdres) :

$$L_k(\mathbf{w}_k^n)|_{\Omega_j} = \frac{V_{\Omega_j}}{n_v} \mathbf{R}_{\Omega_j} \quad (1.75)$$

$$LL_k(\mathbf{w}_k^n)|_{\Omega_j} = \frac{1}{N_d} \left(\vec{\mathcal{A}}_{\Omega_j} \mathbf{R}_{\Omega_j} \right) \cdot \vec{dS}_k \quad (1.76)$$

où \mathbf{R}_{Ω_j} est le résidu, $\vec{\mathcal{A}}_{\Omega_j}$ la jacobienne du tenseur des flux, et \vec{dS}_k , les normales aux noeuds pour le volume de contrôle Ω_j .

– Pour les éléments bi- ou tri-linéaires (quadrilatères, hexaèdres, pyramides, prismes), on définit pour chaque type d'élément un élément de référence $\hat{\Omega}_j$. La transformation \mathcal{R} permet de passer de l'élément de référence à l'élément réel grâce à sa jacobienne \mathcal{P} :

$$\mathcal{R} : \hat{\Omega}_j \rightarrow \Omega_j \quad (1.77)$$

$$\hat{\mathbf{x}} \rightarrow \mathbf{x} = \sum_{k|k \in \Omega_j} \mathbf{x}_k \hat{\phi}_k(\hat{\mathbf{x}}) \text{ et } \mathcal{P} = \frac{\partial \mathbf{x}}{\partial \hat{\mathbf{x}}} \quad (1.78)$$

Les opérateurs de discrétisation s'expriment alors pour ces types d'éléments :

$$L_k(\mathbf{w}_k^n)|_{\Omega_j} = \frac{V_{\Omega_j}}{n_v} \hat{\mathbf{E}}_{\Omega_j}^k \mathbf{R}_{\Omega_j} + \sum_{i|i \in \Omega_j} \vec{\mathcal{F}}_i^n \bar{T}_{\Omega_j} \hat{\Theta}_{i,\Omega_j}^k \quad (1.79)$$

$$LL_k(\mathbf{w}_k^n)|_{\Omega_j} = \frac{n_v}{V_{\Omega_j}} \vec{\mathcal{A}}_{\Omega_j} \sum_{i|i \in \Omega_j} \vec{\mathcal{F}}_i^n \bar{T}_{\Omega_j} \hat{\Psi}_{i,\Omega_j}^k (\bar{T}_{\Omega_j})^T \quad (1.80)$$

Avec

$$\hat{\Xi}_{\Omega_j}^k = \int_{\hat{\Omega}_j} \hat{\phi}_k d\hat{V} \quad (1.81)$$

$$\bar{T}_{\Omega_j} = |\mathcal{P}_{\mathbf{x}_G}| (\mathcal{P}_{\mathbf{x}_G}^T)^{-1} \quad (1.82)$$

$$\hat{\Theta}_{i,\Omega_j}^k = \int_{\hat{\Omega}_j} \hat{\phi}_k \left(\nabla \hat{\phi}_i - \frac{1}{n_v} \int_{\hat{\Omega}_j} \nabla \hat{\phi}_i d\hat{V} \right) d\hat{V} \quad (1.83)$$

$$\hat{\Psi}_{i,\Omega_j}^k = \int_{\hat{\Omega}_j} \nabla \hat{\phi}_i (\nabla \hat{\phi}_k)^T d\hat{V} \quad (1.84)$$

où $\mathcal{P}_{\mathbf{x}_G}$ désigne la jacobienne au barycentre de la cellule Ω_j , les opérateurs $\hat{\Xi}_{\Omega_j}^k$, $\hat{\Theta}_{i,\Omega_j}^k$ et $\hat{\Psi}_{i,\Omega_j}^k$ définis sur l'élément de référence sont tabulés en fonction du type d'élément.

La formulation de TTGC présentée ici, est celle qui a été intégrée dans AVBP par Moureau [79]. Elle a été légèrement simplifiée par rapport à la formulation initiale de Colin. Ces simplifications ont été réalisées afin de limiter le surcoût en temps de calcul du schéma TTGC par rapport au schéma Lax-Wendroff (2.5 fois plus coûteux en temps de calcul) et de faciliter le développement d'une formulation de TTGC en maillage mobile. Le schéma TTGC bénéficie d'une très grande précision contrairement au schéma Lax-Wendroff [80] et dissipe très peu les structures ayant une taille proche de celle de la maille.

Intégration spatiale en maillage mobile

La simulation des moteurs à combustion interne requiert des méthodes numériques adaptées aux mouvements de maillage engendrés par le piston et les soupapes. La méthode ALE développée par Hirt [54] a été intégrée dans AVBP par Moureau [79] afin d'adapter les schémas numériques d'AVBP au contexte des moteurs automobiles. D'autres méthodes de mouvement de maillage sont cependant disponibles comme les méthodes dites de body-force développées par exemple par Verzicco et al. [127]. L'adoption des méthodes ALE a été principalement motivée par la difficulté de développer des conditions aux limites de type caractéristiques adaptées aux méthodes de type body-forces.

La méthode ALE consiste à attribuer à chaque itération et à chaque noeud une vitesse de déplacement de grille notée $\dot{X}_i(t)$ (voir figure 1.6). On suppose que la vitesse de grille est constante au cours d'une itération. Cette approximation justifiable au vue des pas de temps utilisés (de l'ordre du dixième de la microseconde) permet d'intégrer les équations sur les volumes mobiles des noeuds V_i et des cellules V_{Ω_j} .

Le développement de cette méthode ALE a été réalisée pour tous les schémas convectifs d'AVBP, Lax-Wendroff et TTGC (Voir Moureau [79] pour plus de dé-

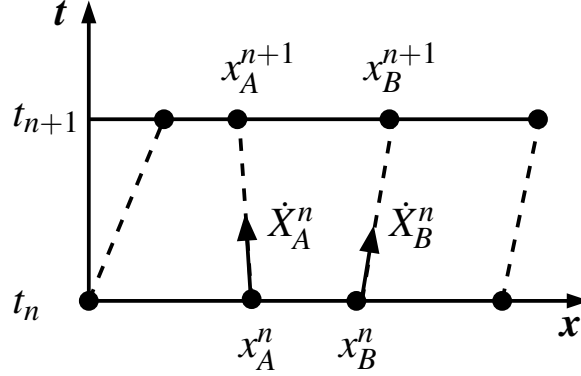


FIG. 1.6: Principe de la méthode ALE. Chaque noeud n se déplace à une vitesse \dot{X}_i^n constante au cours de l'itération n . Moureau [79].

tails). Les schémas numériques développés pour le maillage mobile vérifient la loi de conservation géométrique, appelée GCL, qui assure d'une part, d'après Thomas et Lombart [119], la conservation des volumes et des surfaces, et d'autre part, d'après Sagaut [98], la commutativité du filtre avec les opérateurs de dérivation. Pour le schéma Lax-Wendroff, l'intégration temporelle présentée à l'équation 1.67 devient :

$$\mathbf{w}_k^{n+1} = \mathbf{w}_k^n - \Delta t \frac{V_k^{n+\frac{1}{2}}}{V_k^{n+1}} \left(\mathbf{R}_k + \underbrace{\frac{V_k^{n+1} - V_k^n}{V_k^{n+\frac{1}{2}} \Delta t} \mathbf{w}_k^n}_a \right) \quad (1.85)$$

$$\mathbf{R}_k = \frac{1}{V_k^{n+\frac{1}{2}}} \sum_{j|k \in \Omega_j} V_{\Omega_j}^{n+\frac{1}{2}} \left(D_{k,\Omega_j}^{(1)} \mathbf{R}_{\Omega_j} + D_{k,\Omega_j}^{(2)} [\mathbf{R}_{\Omega_j} + \mathbf{R}_{\Omega_j}^c] \right) \quad (1.86)$$

$$D_{k,\Omega_j}^{(1)} = \frac{1}{n_v} \quad (1.87)$$

$$D_{k,\Omega_j}^{(2)} = \frac{1}{2N_d} \frac{\delta t_{\Omega_j}}{V_{\Omega_j}^{n+\frac{1}{2}}} \left[\vec{A}_{\Omega_j}^n - \underbrace{\vec{X}_{\Omega_j}}_b \right] \cdot \vec{dS}_k^{n+\frac{1}{2}} \quad (1.88)$$

$$\mathbf{R}_{\Omega_j} = \frac{1}{N_d V_{\Omega_j}^{n+\frac{1}{2}}} \sum_{k|k \in \Omega_j} \left(\vec{\mathcal{F}}_k^n - \underbrace{\mathbf{w}_k^n \vec{X}_k}_c \right) \cdot \vec{dS}_k^{n+\frac{1}{2}} \quad (1.89)$$

$$\mathbf{R}_{\Omega_j}^c = \mathbf{w}_{\Omega_j}^n \frac{1}{N_d V_{\Omega_j}^{n+\frac{1}{2}}} \left(\sum_{k|k \in \Omega_j} \vec{X}_k \cdot \vec{dS}_k^{n+\frac{1}{2}} \right) \quad (1.90)$$

où n_v est le nombre de noeud de l'élément Ω_j , N_d est le nombre de dimension et

V_k^n , $V_k^{n+\frac{1}{2}}$, et V_k^{n+1} sont les volumes au noeud k au début, au milieu et à la fin de l'itération n .

Comparé au schéma Lax-Wendroff en maillage fixe, plusieurs remarques peuvent être faites :

1. Comme le schéma est centré, tous les termes géométriques (les normales et les volumes) dans l'opérateur de divergence sont pris au milieu de l'itération.
2. Les corrections ALE sont relatives aux variations de volume, prises en compte par les termes a et $\mathbf{R}_{\Omega_j}^c$, et aux mouvements des noeuds pris en compte par les termes b et c .

La conservation est assurée puisque les matrices de distribution du premier ordre $D_{k,\Omega_j}^{(1)}$ et du deuxième ordre $D_{k,\Omega_j}^{(2)}$ satisfont respectivement les conditions : $\sum_{i \in \Omega_j} D_{i,\Omega_j}^{(1)} = I$ and $\sum_{i \in \Omega_j} D_{i,\Omega_j}^{(2)} = 0$.

Pour le schéma TTGC, les équations 1.71 en maillage fixe deviennent :

$$\begin{aligned} \frac{\hat{\mathbf{w}}_k^n - \mathbf{w}_k^n}{\Delta t} &= - \left(M^{n+\alpha} \right)^{-1} \left[\alpha L_k^{n+\frac{\alpha}{2}}(\mathbf{w}_k^n) + \beta \Delta t LL_k^{n+\frac{\alpha}{2}}(\mathbf{w}_k^n) + \underbrace{\frac{M^{n+\alpha} - M^n}{\Delta t} \mathbf{w}_k^n}_{\tilde{d}} \right] \\ \frac{\mathbf{w}_k^{n+1} - \hat{\mathbf{w}}_k^n}{\Delta t} &= - \left(M^{n+1} \right)^{-1} \left[L_k^{n+\frac{1}{2}}(\hat{\mathbf{w}}_k^n) + \gamma \Delta t LL_k^{n+\frac{1}{2}}(\mathbf{w}_k^n) + \underbrace{\frac{M^{n+1} - M^n}{\Delta t} \mathbf{w}_k^n}_d \right] \end{aligned}$$

Comme pour les maillages fixes, les matrices de masse $M^{n+\alpha}$ et M^{n+1} sont inversées à l'aide d'une méthode de Jacobi. De même, le calcul des opérateurs de discrétisation L et LL est réalisé à l'aide d'une méthode de type cell-vertex :

$$\begin{aligned} L_k^{n+\tau}(\mathbf{w}_k^n) &= \sum_{j|k \in \Omega_j} L_k^{n+\tau}(\mathbf{w}_k^n) \Big|_{\Omega_j} \\ LL_k^{n+\tau}(\mathbf{w}_k^n) &= \sum_{j|k \in \Omega_j} LL_k^{n+\tau}(\mathbf{w}_k^n) \Big|_{\Omega_j} \end{aligned}$$

où τ vaut $\frac{\alpha}{2}$ ou $\frac{1}{2}$.

En fonction du type d'éléments, les opérateurs s'écrivent :

– Pour les éléments linéaires :

$$\mathbf{R}_{\Omega_j}^{n+\tau} = \frac{1}{N_d V_{\Omega_j}^{n+\tau}} \sum_{k|k \in \Omega_j} \left(\vec{\mathcal{F}}_k^n - \mathbf{w}_k^n \vec{X}_k \right) \cdot \vec{dS}_k^{n+\tau} \quad (1.91)$$

$$(\mathbf{R}^c)_{\Omega_j}^{n+\tau} = \mathbf{w}_{\Omega_j}^n \frac{1}{N_d V_{\Omega_j}^{n+\tau}} \left(\sum_{k|k \in \Omega_j} \vec{X}_k \cdot \vec{dS}_k^{n+\tau} \right) \quad (1.92)$$

$$L_k^{n+\tau}(\mathbf{w}^n) \Big|_{\Omega_j} = \frac{V_{\Omega_j}^{n+\tau}}{n_v} \mathbf{R}_{\Omega_j}^{n+\tau} \quad (1.93)$$

$$LL_k^{n+\tau}(\mathbf{w}^n) \Big|_{\Omega_j} = \frac{1}{N_d} \left[\vec{\mathcal{A}}_{\Omega_j}^n - \vec{X}_{\Omega_j} \right] \left(\mathbf{R}_{\Omega_j}^{n+\tau} + (\mathbf{R}^c)_{\Omega_j}^{n+\tau} \right) \cdot \vec{dS}_k^{n+\tau} \quad (1.94)$$

- Pour les éléments bi- ou tri- linéaires, comme en maillage fixe, la transformation $\mathcal{R}^{n+\tau}$ est définie afin d'associer à un élément de référence l'élément réel. Le formalisme se base également sur la jacobienne de cette fonction.

$$\mathcal{R}^{n+\tau} : \tilde{\Omega}_j \rightarrow \Omega_j \quad (1.95)$$

$$\hat{\mathbf{x}} \rightarrow \mathbf{x} = \sum_{k|k \in \Omega_j} \mathbf{x}_k^{n+\tau} \hat{\phi}_k(\hat{\mathbf{x}}) \quad \text{and} \quad P^{n+\tau} = \frac{\partial \mathbf{x}}{\partial \hat{\mathbf{x}}} \quad (1.96)$$

$$L_k^{n+\tau}(\mathbf{w}^n) \Big|_{\Omega_j} = \frac{V_{\Omega_j}^{n+\tau}}{n_v} \hat{\Xi}_{\Omega_j}^k \mathbf{R}_{\Omega_j}^{n+\tau} + \sum_{i|i \in \Omega_j} \left(\vec{\mathcal{F}}_i^n - \mathbf{w}_i^n \vec{X}_i \right) \bar{T}_{\Omega_j}^{n+\tau} \hat{\Theta}_{i,\Omega_j}^k \quad (1.97)$$

$$LL_k^{n+\tau}(\mathbf{w}^n) \Big|_{\Omega_j} = \frac{n_v}{V_{\Omega_j}^{n+\tau}} \left[\vec{\mathcal{A}}_{\Omega_j}^n - \vec{X}_{\Omega_j} \right] \sum_{i|i \in \Omega_j} \left(\vec{\mathcal{F}}_i^n - \left(\mathbf{w}_i^n - \mathbf{w}_{\Omega_j}^n \right) \vec{X}_i \right) \bar{T}_{\Omega_j}^{n+\tau} \hat{\Psi}_{i,\Omega_j}^k \left(\bar{T}_{\Omega_j}^{n+\tau} \right)^T \quad (1.98)$$

où $\bar{T}_{\Omega_j}^{n+\tau} = |\mathcal{P}_{\mathbf{x}_G}^{n+\tau}| \left(\mathcal{P}_{\mathbf{x}_G}^{n+\tau T} \right)^{-1}$ avec $\mathcal{P}_{\mathbf{x}_G}^{n+\tau}$, la jacobienne de $\mathcal{P}^{n+\tau}$ au barycentre de la cellule Ω_j . Les opérateurs $\hat{\Xi}_{\Omega_j}^k$, $\hat{\Theta}_{i,\Omega_j}^k$ and $\hat{\Psi}_{i,\Omega_j}^k$ sont identiques à ceux utilisés en maillage fixe. Afin de réduire le coût en temps de calcul, $LL_k^{n+\frac{\alpha}{2}}(\mathbf{w}^n)$ et $LL_k^{n+\frac{1}{2}}(\mathbf{w}^n)$ sont supposés être égaux. Cette hypothèse ne dégrade pas l'ordre du schéma même sur des maillages déformés.

1.6.3 Discrétisation des termes diffusifs

L'extension de la méthode cell-vertex aux termes diffusifs peut être réalisée en construisant de la même manière que pour les flux convectifs (voir équation 1.62)

un tenseur des flux diffusifs $\vec{\mathcal{G}}$. Le tenseur des flux diffusifs est basé sur les gradients des variables conservatives qui en utilisant la même méthode s'écrit sous la forme 1.99.

$$\left(\vec{\nabla} \mathbf{w}\right)_{\Omega_j} = \frac{1}{N_d V_{\Omega_j}} \sum_{i \in \Omega_j} \mathbf{w}_i \cdot d\vec{S}_i \quad (1.99)$$

Les gradients des variables conservatives calculés aux cellules ne sont pas redistribués aux noeuds afin de garder un volume de contrôle le plus petit possible. Les tenseurs des flux visqueux sont regroupés aux cellules et sont ensuite intégrés aux noeuds.

$$\frac{d\mathbf{w}_k}{dt} = \frac{1}{N_d V_{\Omega_j}} \sum_{j|k \in \Omega_j} \vec{\mathcal{G}}_{\Omega_j} \cdot d\vec{S}_{i=k} \quad (1.100)$$

L'opérateur de diffusion ainsi construit est un opérateur de type 2Δ car les termes de diffusion en un point du maillage sont évalués par l'ensemble des points situés à une arrête. Ce type d'opérateur permet de dissiper les modes de hautes fréquences, qui peuvent nuire à la qualité d'un calcul LES. L'application de ce type d'opérateur aux volumes de contrôle bi-linéaires nécessitent des ajustements afin d'éliminer les mode hautes fréquences diagonaux qui compromettent la stabilité. Enfin, d'autres opérateurs de diffusion sont utilisés comme un opérateur de diffusion 4Δ .

1.6.4 Viscosité artificielle

Tous les schémas numériques dans AVBP sont centrés en espace. Ce type de schéma est connu pour développer naturellement des oscillations hautes fréquences dans les régions de forts gradients. C'est pourquoi en pratique, une viscosité artificielle est ajoutée aux équations-bilan afin de dissiper les oscillations hautes fréquences et d'adoucir les forts gradients. Dans ce travail de thèse, le modèle de Colin [27] a été choisi pour réaliser l'ensemble des calculs. D'autres modèles existent dans AVBP comme le modèle de Jameson et Turkel [57]. Le choix du modèle de Colin s'explique pour plusieurs raisons (Voir Selle [104]) :

- Pour les écoulements non réactifs, le modèle de Colin permet de ne pas dissiper les échelles turbulentes de hautes fréquences puisqu'il n'ajoute pas de viscosité artificielle sur les équations de la quantité de mouvement. De plus le modèle de Jameson a initialement été développé pour les calculs stationnaires. Il se déclenche ainsi trop progressivement par rapport à celui de Colin, ce qui ne permet d'atténuer les problèmes numériques dès leur apparition.
- Pour les écoulements réactifs, le modèle de Jameson est basé sur un senseur se déclenchant uniquement sur la pression. Or dans une flamme la pression varie peu mais les fractions massiques des espèces subissent de fortes variations. Le

modèle de Colin en détectant les problèmes liés aux gradients d'espèces est donc mieux adapté aux calculs réactifs que le modèle Jameson.

Dans cette partie, seul le modèle de Colin pour la viscosité artificielle est présenté.

Senseur de Colin

On appelle senseur, la grandeur ζ_{Ω_j} définie pour la cellule Ω_j qui peut prendre des valeurs allant de 0, si la solution est bien résolue sur le maillage, (dans ce cas, aucune viscosité artificielle est rajoutée) ou 1, si la solution est très mal résolue (dans ce cas de la viscosité artificielle est ajoutée). Le senseur de Colin détecte les zones de forts gradients sur l'énergie et les fractions massiques, en suivant les propriétés suivantes :

- $\zeta_{\Omega_j}^C$ est très petit quand Δ_1^k et Δ_2^k sont petits par rapport à S_{Ω_j} .
- $\zeta_{\Omega_j}^C$ est petit quand Δ_1^k et Δ_2^k sont de même signe et ont le même ordre de grandeur (même si ils sont très grands).
- $\zeta_{\Omega_j}^C$ est grand quand Δ_1^k et Δ_2^k sont de signe opposé et qu'un des deux termes est grand par rapport l'autre.
- $\zeta_{\Omega_j}^C$ est grand quand Δ_1^k ou Δ_2^k est du même ordre de grandeur que S_{Ω_j} .

où Δ_1^k et Δ_2^k mesurent les variations de la variable S (énergie, fraction massique) respectivement dans la cellule Ω_j et dans l'ensemble des cellules voisines de Ω_j . Le senseur de Colin est défini par :

$$\zeta_{\Omega_j}^C = \frac{1}{2} \left(1 + \tanh \left(\frac{\Psi - \Psi_0}{\delta} \right) \right) - \frac{1}{2} \left(1 + \tanh \left(\frac{-\Psi_0}{\delta} \right) \right) \quad (1.101)$$

Avec

$$\Psi = \max_{k \in \Omega_j} \left(0, \frac{\Delta^k}{|\Delta^k| + \varepsilon_1 S_k} \zeta_k^J \right) \quad (1.102)$$

$$\Delta^k = |\Delta_1^k - \Delta_2^k| - \varepsilon^k \max(|\Delta_1^k|, |\Delta_2^k|) \quad (1.103)$$

$$\varepsilon^k = \varepsilon_2 \left(1 - \varepsilon_3 \frac{\max(|\Delta_1^k|, |\Delta_2^k|)}{|\Delta_1^k| + |\Delta_2^k| + S_k} \right) \quad (1.104)$$

Les valeurs numériques utilisées dans AVBP sont :

$$\Psi_0 = 2.10^{-2} \quad \delta = 1.10^{-2} \quad \varepsilon_1 = 1.10^{-2} \quad \varepsilon_2 = 0.95 \quad \varepsilon_3 = 0.5 \quad (1.105)$$

Il faut enfin ajouter que pour le senseur sur les espèces, S_k vaut un.

Opérateurs de VA

Deux types d'opérateurs sont utilisés pour appliquer la viscosité artificielle dans les régions indiquées par les senseurs :

- L'opérateur du second ordre agit comme une viscosité physique. Il permet d'adoucir les gradients critiques détectés par les senseurs.

$$\mathbf{R}_{\Omega_j} = -\frac{1}{N_v} \frac{V_{\Omega_j}}{\Delta t_{\Omega_j}} \text{smu2} \zeta_{\Omega_j} \sum_{i \in \Omega_j} (\mathbf{w}_{\Omega_j} - \mathbf{w}_i) \quad (1.106)$$

- L'opérateur du quatrième ordre agit comme une hyper-viscosité qui permet de dissiper les modes hautes fréquences, engendrés par les schémas centrés.

$$\mathbf{R}_{\Omega_j} = \frac{1}{N_v} \frac{V_{\Omega_j}}{\Delta t_{\Omega_j}} \text{smu4} \sum_{i \in \Omega_j} \left[(\vec{\nabla} \mathbf{w})_{\Omega_j} \cdot (\vec{x}_{\Omega_j} - \vec{x}_i) - (\mathbf{w}_{\Omega_j} - \mathbf{w}_i) \right] \quad (1.107)$$

Modèle de Colin

Le senseur de Colin est basé sur trois senseurs distincts, définis par la relation 1.108.

$$\zeta_{\max}^{COL} = \max(\zeta_E^{COL}, \zeta_Y^{COL}) \quad (1.108)$$

Avec

$$\zeta_E^{COL} = \zeta_{\Omega_j}^C(\rho E), \quad \zeta_Y^{COL} = \max_{k=1, neqs} \zeta_{\Omega_j}^C(\rho_k) \quad (1.109)$$

Les coefficients *sum2* et *smu4* sont remplacés par *smu2'* et *smu4'*.

$$\text{smu4}' = \max(0, \text{smu4} - \zeta_{\max}^{COL} \text{smu2}) \quad (1.110)$$

La viscosité d'ordre deux est ajoutée à toutes les équations-bilan, via le senseur ζ_{\max}^{COL} pour les équations d'énergie et à celles des espèces, et via le senseur ζ_E^{COL} pour l'équation de quantité de mouvement. La viscosité d'ordre quatre est appliquée uniquement aux équations d'énergie et d'espèce via le senseur ζ_{\max}^{COL} . Elle n'est pas appliquée aux équations de quantité de mouvement afin de préserver les petites échelles turbulentes.

1.7 Conditions aux limites

1.7.1 Généralités

Une attention particulière doit être portée aux conditions aux limites dans les codes de calcul traitant des écoulements compressibles turbulents réactifs⁵.

⁵On ne traitera dans cette partie que les écoulements sub-soniques $\mathcal{M} < 1$.

- D’une part, les écoulements instationnaires compressibles sont intrinsèquement des écoulements dans lesquels des ondes acoustiques se propagent. Les tourbillons générés au passage d’une marche descendante (eq. 1.7) créent du bruit dont la fréquence dépend directement de l’écoulement.

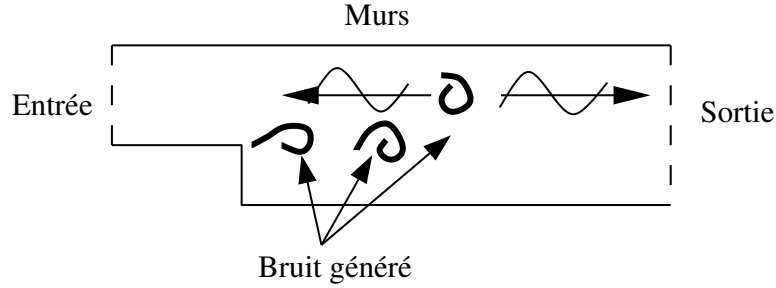


FIG. 1.7: Génération de bruit par des structures turbulentes créées par une marche descendante.

L’équation linéarisée de l’énergie acoustique en non-réactif (figure 1.111) montre que le bruit généré dans le domaine de calcul ne peut être évacué qu’au travers des conditions d’entrée et de sortie (Poinsot et Veynante [92]).

$$\frac{\partial e_1}{\partial t} + \nabla \cdot f_1 = 0 \quad (1.111)$$

Avec l’énergie acoustique e_1 définie par la relation 1.112.

$$e_1 = \frac{1}{2} \rho_0 \vec{u}_1^2 + \frac{1}{2} \frac{p_1^2}{\rho_0 c_0^2} \quad (1.112)$$

Et le flux d’énergie acoustique f_1 défini par la relation 1.113.

$$f_1 = p_1 \vec{u}_1^2 \quad (1.113)$$

- D’autre part, dans les écoulements réactifs, le dégagement de chaleur génère un bruit intense. On peut noter le claquement caractéristique des moteurs diesel provenant de l’auto-inflammation du mélange carburant/air.

Le principe des conditions aux limites consiste à modifier les résidus prédits par les schémas numériques afin de respecter les propriétés requises aux bords du domaine. Cette modification peut se faire de deux méthodes.

1. La méthode non caractéristique impose aux frontières la valeur du résidu souhaitée au travers des variables conservatives ou primitives. Ce type de

méthode est utilisé dans AVBP pour imposer par exemple, les propriétés liées aux murs non glissants et adiabatiques, décrites par les relations 1.114.

$$(\rho Y_k)^c = (\rho Y_k)^p \quad \rho^c = \rho^p \quad (\rho \vec{U})^c = 0 \quad (\rho E)^c = (\rho E)^p - \rho^p e_c^p \quad (1.114)$$

Ce type de murs utilise à la fois des conditions de type "dures" pour imposer les valeurs comme celle de la vitesse, et des conditions de type faibles pour imposer les gradients de température et d'espèce nuls à la paroi.

2. La méthode caractéristique impose les propriétés des conditions aux limites aux résidus via les ondes décrivant l'écoulement. Son principe est décrite au paragraphe 1.7.2.

1.7.2 Conditions aux limites caractéristiques

Principe

Les écoulements compressibles sont caractérisés par des ondes physiques dont la dynamique peut être captée en LES si les schémas numériques dissipent suffisamment peu. Les variations de l'écoulement sont caractérisées par différents types d'ondes :

- Les ondes acoustiques, \mathcal{L}_+ et \mathcal{L}_- se propageant respectivement dans le sens de l'écoulement et, dans le sens inverse.
- L'onde entropique, \mathcal{L}_S .
- Les ondes de cisaillement, \mathcal{L}_{t1} et \mathcal{L}_{t2} (une sur chaque dimension transverse à l'écoulement).
- Les ondes d'espèce, notées \mathcal{L}_k .

Les ondes acoustiques se propagent à la vitesse du son alors que toutes les autres se propagent à la vitesse de l'écoulement (voir figure 1.8).

L'idée sous-jacente aux conditions aux limites caractéristiques vient du fait, que les ondes sortant du domaine sont correctement calculées avec les schémas numériques, alors que les ondes entrant dans le domaine, ne pouvant pas être calculées par le schéma numérique, doivent être initialisées par les propriétés des conditions aux limites.

A chaque itération et à chaque noeud, les schémas numériques de convection et de diffusion calculent un résidu R_k (Voir la relation 1.67). Ce résidu doit ensuite être modifié par les conditions aux limites afin d'en respecter les propriétés. En réalité, on distingue deux parties dans le résidu :

- Une partie du résidu, qui va être corrigé par les conditions aux limites, $\mathbf{R}_k^{P,BC}$, et,
- Une autre qui ne sera pas corrigée, \mathbf{R}_k^U .

$$\mathbf{w}_k^{n+1} = \mathbf{w}_k^n - \Delta t \left(\mathbf{R}_k^{P,BC} + \mathbf{R}_k^U \right) \quad (1.115)$$

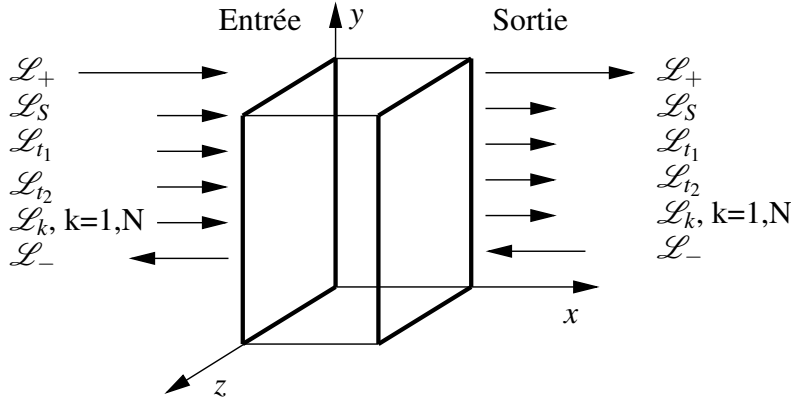


FIG. 1.8: Propagation des ondes dans un écoulement compressible multi-espèce au travers d'un domaine s'étendant sur l'axe x (Poinsot et Lele [91]).

Après correction des conditions aux limites, le vecteur des variables conservatives est mis à jour à l'itération $n + 1$ selon la relation 1.116.

$$\mathbf{w}_k^{n+1} = \mathbf{w}_k^n - \Delta t \left(\mathbf{R}_k^{C,BC} + \mathbf{R}_k^U \right) \quad (1.116)$$

Le résidu prédit par les schémas numériques avant d'être modifié par les conditions aux limites, $\mathbf{R}_k^{P,BC}$ a été modifié après application des conditions aux limites par $\mathbf{R}_k^{C,BC}$. Différentes méthodes peuvent être utilisées :

- L'approche de Thompson [120] qui applique les conditions aux limites à l'ensemble du résidu, ce qui conduit à la relation 1.117.

$$\mathbf{w}_k^{n+1} = \mathbf{w}_k^n - \Delta t \left(\mathbf{R}_k^{C,BC} \right) \quad (1.117)$$

- L'approche NSCBC dérivée par Poinsot et Lele [91] qui applique les conditions aux limites uniquement à la composante normale des résidus. La mise à jour du résidu est réalisée comme le décrit l'équation 1.116.
- D'autres méthodes d'application des conditions aux limites sur les résidus ont été développées à partir de la décomposition de Fourier de la solution pour les équations d'Euler par Giles [43]. Plus récemment, Prosser et Schlüter [94] ont décomposé les ondes caractérisant l'écoulement en une partie convective et une partie acoustique, seule partie affectée par les conditions aux limites.

Le lien entre la propriété de la condition aux limites et le résidu se fait en deux étapes (voir Poinsot et Lele [80]).

1. Les propriétés de la condition aux limites sont transcrites en termes d'ondes grâce au système LODI (Poinsot et Lele [91]) et son extension pour les écoulements visqueux et multi-espèces.

2. L'amplitude des ondes est ensuite appliquée au résidu via une matrice de transformation pour passer des variables conservatives aux variables primitives et pour passer des coordonnées cartésiennes aux coordonnées de la condition aux limites.

Condition de sortie

On peut construire une condition aux limites de sortie non réfléchissante en imposant l'onde entrante, \mathcal{L}_- à zéro.

Les calculs LES réalisés dans ce travail de thèse ont pour objectifs de reproduire les expériences menées en laboratoire. Ces expériences sont menées sous des conditions opératoires précises. En sortie, l'enjeu va être d'imposer la pression mesurée expérimentalement, P_{ref} . Le maintien de cette pression est réalisée via un terme de relaxation linéaire, contrôlé par un coefficient de relaxation K .

$$\mathcal{L}_- = K \cdot \frac{1}{\rho c \Delta t} (P^C - P^{ref}) \quad (1.118)$$

Cette formulation conduit à une condition aux limites de sortie partiellement non réfléchissante dont le coefficient de réflexion a été évalué par Selle et al. [106].

$$\mathcal{R} = \frac{1}{\frac{4i\pi f}{K} - 1} \quad (1.119)$$

La relation 1.119 montre que la condition aux limites réfléchit les basses fréquences ($f < f_c = \frac{K}{4\pi}$) qu'elle amortit et déphase. La valeur de K doit être prise aussi petite que possible pour limiter ces effets.

Les conditions d'entrée caractéristiques

Les conditions d'entrée vont permettre d'imposer les profils de vitesse (le débit), la température et la composition du mélange. La formulation d'une condition aux limites partiellement non réfléchissante d'entrée conduit au système suivant :

$$\begin{cases} \mathcal{L}_+ &= 2K_{U_n}(U_n^t - U_n) \\ \mathcal{L}_{t_1} &= K_{U_t}(U_{t_1}^t - U_{t_1}) \\ \mathcal{L}_{t_2} &= K_{U_t}(U_{t_2}^t - U_{t_2}) \\ \mathcal{L}_k &= K_Y(Y_k^t - Y_k) \\ \mathcal{L}_S &= \rho K_T \frac{(T^t - T)}{T} \end{cases} \quad (1.120)$$

Avec K_{U_n} , K_{U_t} , K_Y et K_T les coefficients de relaxation pour la vitesse normale et tangentielle à l'entrée, les fractions massiques des espèces et la température.

Une extension de cette condition aux limites a été développée par Smirnov [109] afin de pouvoir injecter des structures turbulentes à l'entrée du domaine de calcul (condition disponible dans AVBP).

1.7.3 Les lois de paroi

Schmitt [100] a développé des lois de parois pour la LES afin de palier au problème de résolution des couches limites turbulentes dans les calculs en géométrie complexe. Ce sont des lois de parois dites à l'équilibre, basées sur les développements de Schumann [102], qui supposent que l'écoulement varie peu en temps. Ces lois de paroi ne sont valables qu'avec un modèle de sous-maille prédisant suffisamment de viscosité turbulente près des parois, et avec un maillage suffisamment grossier au niveau de la paroi pour qu'il y ait suffisamment de structures dans la première maille.

La loi de paroi adiabatique permet de calculer la contrainte pariétale locale $\tau_{wall} = \rho u_\tau^2$. Celle-ci dépend :

- De la coordonnée a-dimensionnée y_{wall} ,
- De la vitesse moyenne u_2 parallèle à la paroi,
- De la viscosité cinématique ν_{wall} et de la densité ρ_{wall} .

Les variables a-dimensionnées sont définies par :

$$y^+ = \frac{y_{wall} u_\tau}{\nu_{wall}} \quad u^+ = \frac{u_2}{u_\tau} \quad (1.121)$$

La vitesse de frottement u_τ est alors calculée en fonction de y^+ soit par une loi linéaire, (1.122) si le premier noeud dans la couche limite se situe dans la sous-couche visqueuse, et par la loi logarithmique (1.123) sinon.

$$y^+ \leq 11.445 : \quad u^+ = y^+ \quad (1.122)$$

$$y^+ > 11.445 : \quad u^+ = \kappa^{-1} \ln(E y^+) \quad (1.123)$$

$$\text{où } \kappa = 0.41 \quad \text{et} \quad E = 9.2$$

Certains traitements spécifiques ont été développés pour éviter les problèmes aux coins convexes et concaves (voir Schmitt [100] et Moureau [79]). Enfin, les lois de parois ont été adaptées au contexte maillage mobile par Moureau [79].

Première partie

Les bancs volutes stationnaires

Chapitre 2

Démarche adoptée

2.1 Qu'est-ce qu'un banc volute stationnaire ?

2.1.1 Description

Les bancs volutes stationnaires sont très utilisés dans l'industrie automobile pour optimiser les conduits d'admission des moteurs avec deux objectifs :

- Augmenter le mélange en assurant une mise en rotation intense de l'écoulement (swirl ou tumble) et,
- Améliorer le remplissage en réduisant la perte de charge liée aux conduits et aux soupapes.

L'optimisation des formes des conduits est particulièrement critique à charge partielle et dans les moteurs diesel.

- A charge partielle, la maîtrise de l'homogénéité du mélange par une mise en rotation plus importante de l'écoulement, peut permettre de réduire les émissions polluantes et les variabilités cycliques. En pleine charge, comme la turbulence est plus intense qu'à charge partielle, le mouvement induit par les conduits lors de l'admission a moins d'impact sur le mélange.
- Pour les moteurs à essence, le déficit de remplissage à charge partielle est lié à la demi-ouverture du papillon. Ce papillon crée une perte de charge nettement supérieure à celle engendrée par les conduits et les soupapes. L'optimisation de leur forme est donc moins cruciale pour les moteurs essence que pour les moteurs diesel.

Dans la partie I de cette thèse, on s'intéresse à la génération et à la dynamique des écoulements vrillés dans les moteurs diesel. La caractérisation de ces écoulements est réalisée dans des bancs volutes stationnaires. Un banc volute est constitué, comme le montre la figure 2.1, des conduits d'admission et de la chambre de combustion du moteur considéré. Le piston ainsi que les soupapes d'échappements sont supprimés. La sortie se fait généralement dans l'axe de déplacement

du piston¹.

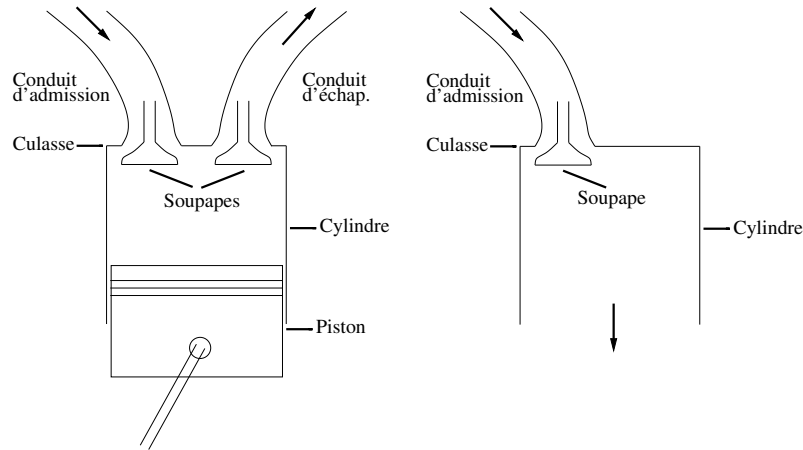


FIG. 2.1: Transformation d'une géométrie moteur (gauche) en banc volute stationnaire (droite). Les flèches indiquent le sens de l'écoulement.

Expérimentalement, une différence de pression est imposée à l'aide d'une aspiration en aval du banc volute. Le débit est ensuite mesuré en régime stationnaire. Dans les calculs réalisés dans cette thèse, deux approches différentes concernant la condition aux limites d'entrée seront utilisées. Pour ces deux approches, la condition de sortie reste une condition caractéristique partiellement non réfléchissante imposant une pression dans le plan de sortie. Dans la première approche, on impose en entrée le débit d'air. La pression d'entrée est alors le résultat du calcul. Dans la seconde approche, le même schéma que celui adopté expérimentalement est utilisé et une pression dans le plan d'entrée est imposée. Une comparaison entre ces deux approches est réalisée au chapitre 4.

2.1.2 Méthode de génération d'un mouvement vrillé

Pour générer un mouvement vrillé dans un banc volute, l'idée de base, initiée entre autres par Tindal et Williams [121], a consisté à développer des conduits d'admission coudés. Arcoumanis [3] distingue deux types principaux de conduits, illustrés à la figure 2.2 :

- Les conduits orientés, qui sont conçus pour guider l'écoulement dans le cylindre tout en assurant une grande partie du remplissage.

¹La sortie peut aussi être radiale au cylindre pour des raisons d'accessibilité optique sur des bancs expérimentaux.

- Les conduits hélicoïdaux, qui sont les principaux responsables de la mise en rotation de l'écoulement. Ils sont très fortement coudés et limitent le remplissage en raison de leur forte perte de charge.

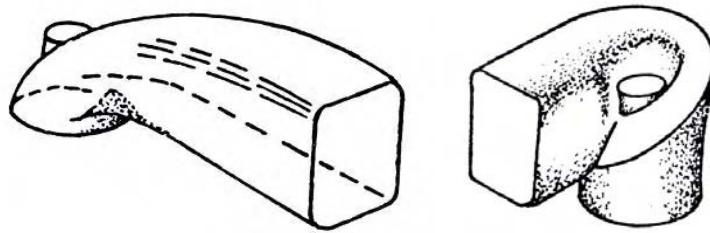


FIG. 2.2: Deux principaux types de conduits d'admission développés afin d'induire un mouvement de rotation à l'écoulement dans les moteurs diesel (Heywood [51]). A gauche : Conduit orienté ; A droite : Conduit hélicoïdal.

En pratique, les deux types de conduits sont utilisés afin d'obtenir un mouvement de rotation et un remplissage suffisant. Des études à la fois expérimentales (Tindal et Williams [121]) et numériques (Brandstätter et al. [19], Benajes et al.[10]) ont porté sur la dynamique des écoulements engendrés au travers de chaque type de conduit. Aucune étude n'a analysé le rôle joué par chacun des conduits lorsqu'ils étaient activés en même temps. Le chapitre 5 tente d'apporter des éléments de réponse à cette question.

2.2 Phénomènes dans les bancs volutes

2.2.1 Caractérisation

Les écoulements dans les bancs volutes diesel sont caractérisés par les phénomènes suivants :

- La turbulence. Les nombres de Reynolds, Re varient de 10^4 à 10^5 en fonction de la levée de soupape et de la géométrie. Les structures turbulentes proviennent d'abord de la nature confinée de ces écoulements mais surtout de la complexité de la géométrie constituée de nombreuses arrêtes vives (sièges, têtes de soupapes). La turbulence est anisotrope et très inhomogène.
- La compressibilité. Les nombres de Mach, \mathcal{M} varient de 0.3 à 0.5. Plus que les effets de compressibilité, les ondes acoustiques influencent notablement le remplissage d'un moteur, comme le montre Winterbone et Pearson [130]. Elles peuvent modifier la structure de l'écoulement au sein du banc volute.
- Les phénomènes de paroi (voir paragraphe 2.2.2).

- Les écoulements vrillés (voir paragraphe 2.2.3).

2.2.2 Les phénomènes de paroi

Choix de la modélisation des parois

Quelle que soit l'approche utilisée pour résoudre les équations de Navier-Stokes, RANS ou LES, la résolution des phénomènes de paroi reste un problème crucial dans les géométries complexes, y compris dans les bancs volutes. Piomelli [88] estime à partir des critères de résolution proposés par Chapman [23] pour les écoulements sur plaque plane, que le nombre de points nécessaires pour résoudre une couche limite turbulente est liée au nombre de Reynolds, basé sur l'échelle intégrale de la turbulence, l_t , via la relation 2.1.

$$N_{pts} \propto Re_{l_t}^{1.8} \quad (2.1)$$

En estimant l'échelle intégrale de la turbulence pour un écoulement dans un banc volute à environ 1 mm, la résolution d'une couche limite turbulente, s'étendant sur un carré de 40 coordonnées adimensionnées de côté, nécessiterait un nombre de points de l'ordre de 10^6 . A l'heure actuelle, un calcul VLES d'un banc volute complexe ne peut alors s'envisager qu'avec une résolution dégradée à la paroi. Deux types de modélisation des murs seront utilisés et comparés dans cette thèse :

- Les murs non glissants (voir paragraphe 1.7.1).
- Les murs glissants avec des lois de paroi (voir paragraphe 1.7.3).

Une approche récente développée par Moser et al. [78] vient s'ajouter à ces deux modélisations. Cette nouvelle méthode vise à utiliser les statistiques de l'écoulement obtenues en DNS pour les imposer après filtrage en LES. Ce type d'approche bien que très intéressante n'est pas adapté à la LES dans des géométries complexes. Le choix des murs non glissants avec une faible résolution à la paroi est injustifiable théoriquement. C'est cependant en pratique une alternative intéressante aux lois de parois qui ne sont valables que pour des écoulements turbulents pleinement développés et attachés aux parois, ce qui est loin d'être le cas dans un banc volute complexe. Leur utilisation dans les bancs volutes n'est donc pas plus justifiable que celle des murs non glissants. Les chapitres 3 et 5 comparent les résultats apportés par ces deux approches sur des bancs volutes plus ou moins réalistes.

D'autres approches de modélisation sont basées sur le concept de zones comme le modèle bi-couche (voir Tessicini et al. [118], Kalitzin et al. [58]) ou l'approche DES (voir Piomelli [88]). Le modèle bi-couche, développé par Balaras et al. [5], discrétise les mailles situées aux murs sur la direction normale. L'approche DES (Detached-Eddy Simulation), proposée par Spalart et al. [113], consiste à utiliser

un maillage raffiné aux parois, et une viscosité turbulente, calculée par un modèle de turbulence RANS au niveau des parois. Ces deux méthodes donnent de meilleurs résultats que les lois de paroi à l'équilibre pour les écoulements fortement décollés. Cependant, comme elles sont beaucoup plus coûteuses en temps de calcul, leur utilisation dans le cadre d'une LES dans des bancs volutes réels a été écartée.

Phénomènes liés aux soupapes

Un écoulement traversant un rideau de soupape (voir figure 2.3) est similaire à un écoulement au travers une contraction.

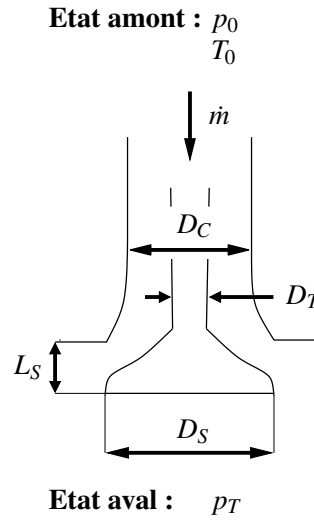


FIG. 2.3: Schéma annoté d'une soupape.

La caractéristique principale vient de la perte de charge singulière dont le coefficient, ζ peut être évalué facilement par la relation 2.2 (voir Idel'Cik [56]).

$$\zeta = 2.7 - \frac{0.8}{\frac{L_S}{D_C}} + \frac{0.14}{\left(\frac{L_S}{D_C}\right)^2} \quad (2.2)$$

où L_S est la levée de soupape et D_C correspond au diamètre du conduit d'admission.

Un système d'admission, conduit et soupape, se caractérise par sa perméabilité (ou son efficacité), notée C_D (voir Heywood [51]). Cette grandeur compare le débit au travers du banc volute pour une différence de pression amont-aval donnée, avec le débit théorique qu'admettrait un convergent lors d'une détente isentropique pour

un fluide parfait. La perméabilité d'un banc volute peut être calculée par la relation 2.3.

$$C_D = \frac{\dot{m}}{A_R} \frac{\sqrt{\mathcal{R}T_0}}{p_0} \left(\frac{p_0}{p_T} \right)^{\frac{1}{\gamma}} \left\{ \frac{2\gamma}{\gamma-1} \left[1 - \left(\frac{p_T}{p_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] \right\}^{-\frac{1}{2}} \quad (2.3)$$

où γ est le rapport des capacités calorifiques du fluide, \dot{m} , le débit de fluide admis, P_0 et T_0 la pression statique et la température de l'état amont, P_T la pression statique de l'état aval et A_R la surface de référence définie par :

$$A_R = \pi \frac{D_S^2}{4} \quad (2.4)$$

C_D permet de calculer la surface de passage effective A_E du banc volute par la relation 2.5 :

$$A_E = A_R \cdot C_D \quad (2.5)$$

La surface de passage effective, A_E est parfois normalisée par la surface réelle de passage au niveau du rideau de soupape A_C , qui vaut $\pi D_S L_S$.

La perméabilité, C_D caractérise l'efficacité d'un système d'admission, conduit et soupape, à une levée donnée. Annand et Roe [2] ont montré qu'elle varie avec la levée de soupape de façon discontinue (voir figure 2.4).

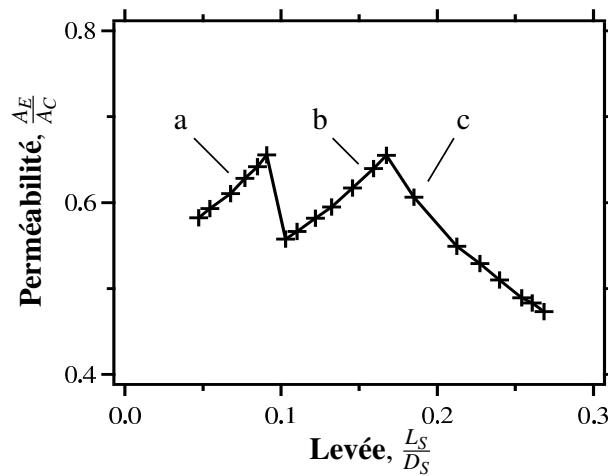


FIG. 2.4: Influence de la levée sur la perméabilité normalisée, $\frac{A_E}{A_C}$, d'une soupape d'admission (Annand et Roe [2]).

Trois régimes d'écoulement, a, b, c sont observés au travers de la soupape à une faible levée, une levée intermédiaire et une forte levée. La figure 2.5 représente de façon schématique comment les décollements du fluide, au niveau de la tête

de soupape aux levées intermédiaires et, au niveau du siège de soupape aux fortes levées, modifient la structure de l'écoulement. On tentera de retrouver ces trois régimes d'écoulement dans les calculs LES, décrits au chapitre 5.

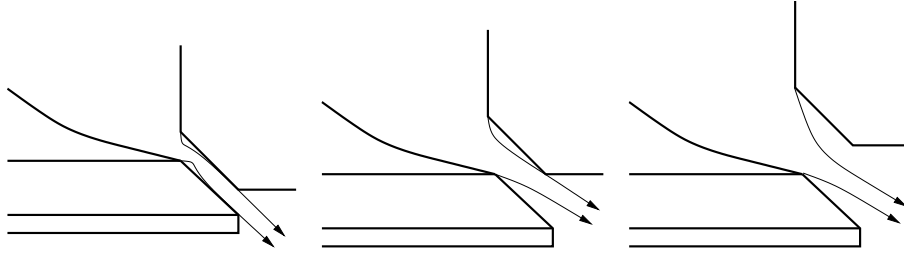


FIG. 2.5: Régimes d'écoulement au niveau du rideau de soupape à faible levée (gauche), à levée intermédiaire (centre) et forte levée (droite) [2].

Dans ce travail, l'écoulement en aval de la soupape est caractérisé pour deux bancs volutes différents aux chapitres 4 et 5. Son étude a déjà fait l'objet de nombreux travaux. Bicen et al. [14] ont été parmi les premiers à mesurer les profils de vitesses au niveau du rideau de soupape et en aval d'une soupape. Graftieux et al. [44] ont réalisé une décomposition en modes, POD (Proper Orthogonal Decomposition) à partir de mesures expérimentales PIV (Vélocimétrie par Image de Particule) dévoilant des structures turbulentes particulières dans les jets de soupapes. Au niveau numérique, l'approche RANS est largement utilisée pour simuler les écoulements derrière les soupapes. De nombreux auteurs ont développé et amélioré les modèles de turbulence, comme El-Tahry [117], Lebrère [64], Liu et al. [69], Van den Heuvel [124], Benajes et al. [10] et Bianchi [13]. La majorité compare souvent leurs résultats numériques aux mesures via la perméabilité et non via la dynamique de l'écoulement (champs de vitesse). Enfin, Soulères [111] a été le premier à appliquer et à valider l'approche aux grandes échelles à un banc volute simplifié en prenant comme critère de comparaison, les champs de vitesses.

2.2.3 Écoulements vrillés

Définition du swirl

Les écoulements vrillés sont des écoulements dont la composante tangentielle du vecteur-vitesse est non nulle. L'écoulement se caractérise par un mouvement de rotation par rapport à son axe de convection. Il est quantifié par un nombre adi-

mensionnel, le swirl S , qui est défini² par la relation 2.6 (voir Gupta et al. [47]).

$$S = \frac{1}{R} \frac{\int_0^R \int_0^{2\pi} u \cdot w r^2 d\theta dr}{\int_0^R \int_0^{2\pi} u^2 r d\theta dr} \quad (2.6)$$

Dans cette relation, le swirl est directement calculé à partir du champ de vitesse filtré LES. Il peut être calculé à partir du champ de vitesse filtré moyenné en temps, ce qui conduit à la relation 2.7.

$$\bar{S} = \frac{1}{R} \frac{\int_0^R \int_0^{2\pi} \bar{u} \cdot \bar{w} r^2 d\theta dr}{\int_0^R \int_0^{2\pi} \bar{u}^2 r d\theta dr} \quad (2.7)$$

Eclatement des jets

Les jets vrillés peuvent avoir des typologies très variées en fonction du swirl (Lucca-Negro et O'Doherty [70]) et en fonction qu'ils soient libres (Billant et al. [15]) ou confinés (Escudier et Zehnder [39]). Dans ce travail, on ne s'intéresse qu'aux écoulements vrillés dans les milieux confinés au voisinage d'un élargissement brusque. Gupta et al. [47] distingue pour ce cas précis, deux types de jets, qui sont illustrés à la figure 2.6.

- Les jets faiblement vrillés ont un éclatement à peine plus important que celui des jets non vrillés. Les gradients radiaux de vitesses sont négligeables.
- Les jets fortement vrillés ont un éclatement bien supérieur à celui des jets non vrillés. La structure de ces écoulements est complètement différente. On observe une zone de dépression centrée sur l'axe de l'élargissement³. Cette dépression peut conduire à l'apparition d'une zone de recirculation centrale (ou CTRZ) composée de deux tourbillons contra-rotatifs, appelée éclatement tourbillonnaire (ou "Vortex breakdown").

La valeur du swirl critique au dessus de laquelle, il y a éclatement tourbillonnaire, est toujours obtenue a posteriori, une fois les mesures ou les calculs DNS ou LES terminés. Cette valeur dépend fortement des conditions opératoires (pression, température, fluide considéré), des conditions de sortie (convergent, silencieux), du Reynolds de l'écoulement (Dellenback et al. [31]) et des profils de vitesses au

²En pratique, il existe une multitude de définitions du nombre de swirl.

³Cette dépression provient de la force centrifuge exercée par la rotation de l'écoulement. En écrivant l'équation du moment sur l'axe radial, on a $\frac{\partial P}{\partial r} = \frac{\rho w^2}{r}$ (voir Gupta et al. [47]).

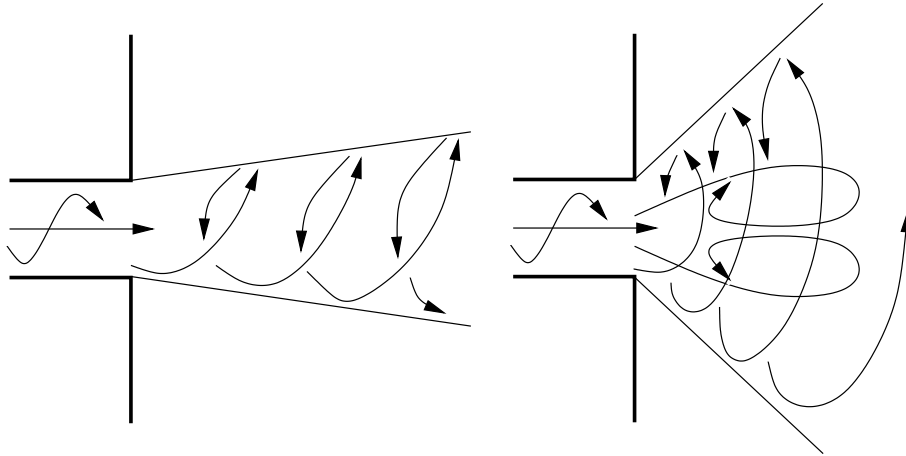


FIG. 2.6: Eclatement d'un jet faiblement vrillé à gauche (S petit) et fortement vrillé à droite (S grand) (Gupta et al. [47]).

niveau de l'injecteur (Billant et al. [15]). Pour les nombres de Reynolds caractéristiques des bancs volutes (de l'ordre de 10000), le swirl critique est de l'ordre de 0.6 (voir Dellenback [31]).

Phénomènes de précession

L'éclatement tourbillonnaire présenté au paragraphe 2.2.3, est une vision moyennée en temps et très simplifiée du phénomène observé expérimentalement (Escudé [39]). L'écoulement instantané se caractérise par une forte instationnarité. La forme qu'il prend, dépend de beaucoup de paramètres. Dans le cadre des jets vrillés confinés, la forme la plus répandue est appelée le PVC pour Precessing Vortex Core (voir figure 2.7).

Le PVC est caractérisé par une forme en spirale qui s'enroule autour de l'axe de rotation de l'écoulement. De nombreux auteurs, comme Dellenback et al. [31] ou Lucca-Negro et O'Doherty [70], ont étudié la corrélation entre le sens de rotation de l'écoulement vrillé, le sens de rotation du PVC, et le sens d'enroulement du PVC. Des divergences existent et s'expliquent par la très forte sensibilité des phénomènes de précession aux paramètres déjà mentionnés plus haut. On tentera de retrouver au chapitre 3 avec la LES la sensibilité de l'écoulement et des phénomènes de précession au nombre de swirl imposé en entrée.

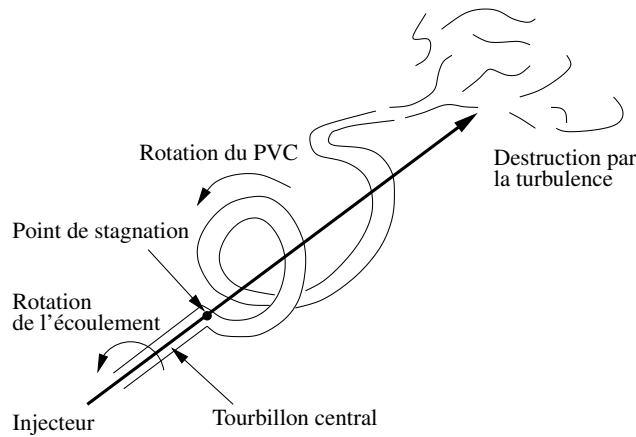


FIG. 2.7: Illustration d'un PVC (Lucca-Negro et O'Doherty [70]).

2.3 Cheminement

Au vue de la complexité des phénomènes physiques intervenant (voir paragraphe 2.2), il semble primordial de séparer les éléments physiques présents dans les bancs volutes. L'étude est jalonnée par quatre étapes (voir figure 2.8) :

- **Étape 1** : Un calcul LES d'un écoulement turbulent non vrillé dans un élargissement brusque est réalisé afin de montrer la capacité de simuler un écoulement turbulent et détaché dans une géométrie simple.
- **Étape 2** : Le calcul de l'étape 1 est réalisé en imposant un mouvement de rotation à l'écoulement en entrée. Dans cette étape, on ne s'intéresse pas à la manière utilisée pour mettre l'écoulement en rotation. On étudie la typologie des écoulements vrillés dans un élargissement brusque et leur dynamique lorsque l'on fait varier le nombre de swirl à l'entrée.
- **Étape 3** : Le calcul LES d'un banc volute simplifié est réalisé afin de prédire l'écoulement turbulent et compressible derrière une soupape.
- **Étape 4** : Le calcul LES d'un banc volute réaliste est réalisé pour trois levées de soupape afin de réunir tous les ingrédients (turbulence, compressibilité, écoulements vrillés) étudiés séparément jusqu'alors.

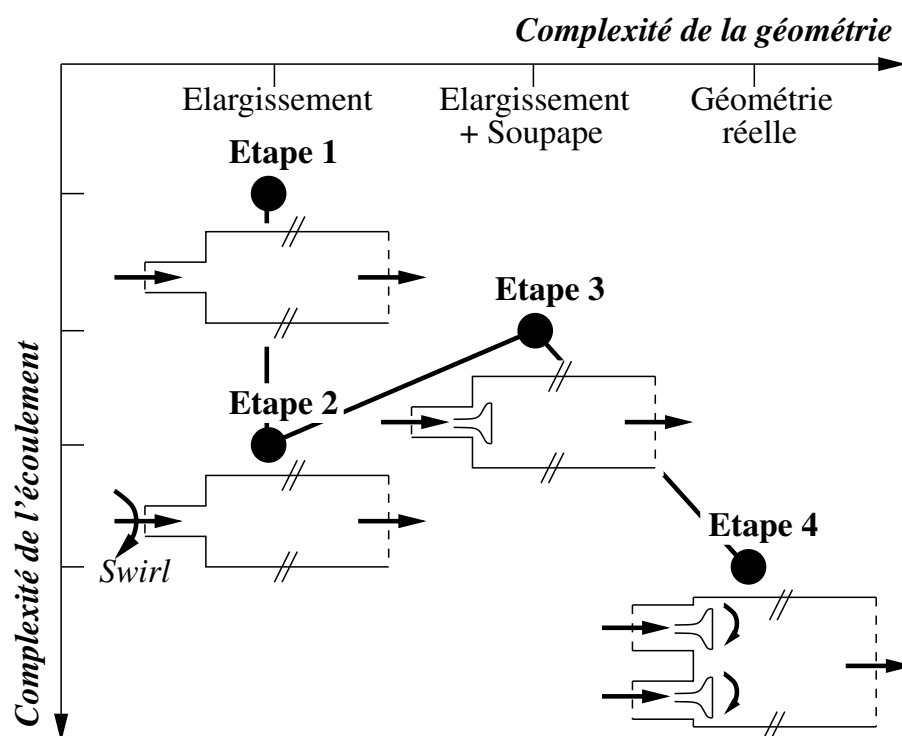


FIG. 2.8: Décomposition du problème en quatre étapes afin d'évaluer la qualité de l'outil numérique sur chaque spécificité des bancs volutes.

Chapitre 3

Etapes 1 et 2 : Elargissement brusque

Les étapes 1 et 2 constituent deux cas simples faisant intervenir dans une marche descendante axisymétrique, respectivement, un jet purement axial et un jet vrillé. Ce type d'écoulement a déjà été étudié expérimentalement par Dellenback [31] [32], et numériquement par Guo et al. [46] [45] et par Schlüter [99].

L'enjeu de cette étude va consister dans un premier temps, à montrer la capacité de la LES à prédire un écoulement purement axial, puis des écoulements vrillés avec différentes vitesses de rotation dans une marche descendante axisymétrique. Ensuite, l'influence du type de maillage, du schéma numérique, du modèle de sous-maille et de la modélisation des parois est évaluée à l'aide des mesures expérimentales disponibles. Cette étude paramétrique permet d'élaborer une ébauche de méthodologie LES, qui se révélera très utile pour la simulation LES de bancs volutes réalistes au chapitre 5.

3.1 Description

3.1.1 Choix du domaine de calcul

Les mesures expérimentales réalisées par Dellenback sont utilisées dans ce chapitre comme base de données de validation de la simulation LES. Elles se composent des profils de vitesses axiale et orthoradiale à différentes abscisses le long de la zone de test. Ces mesures ont été effectuées par anémométrie laser Doppler (LDA).

La complexité du montage expérimental utilisé ne permet pas de le simuler intégralement en LES. Par souci d'économie en temps de calcul, le domaine de calcul choisi se restreint uniquement à la zone de test. Les éléments du banc d'essai non

pris en compte sont modélisés par les conditions aux limites. Le domaine choisi est composé d'un conduit amont de diamètre D et de longueur $2D$ accolé à un conduit aval de diamètre $2D$ et de longueur $12D$ (voir figure 3.1).

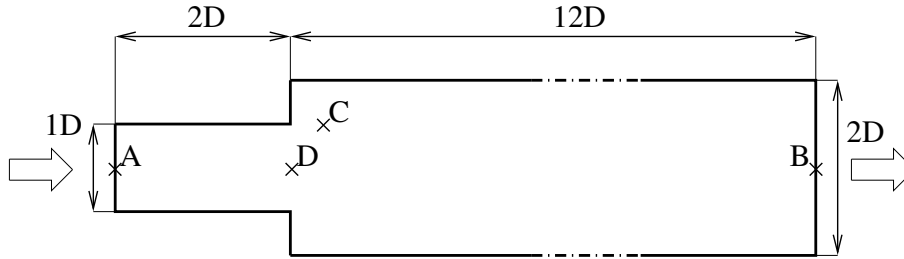


FIG. 3.1: Domaine de calcul étudié avec ses dimensions et quatre points particuliers où des enregistrements temporels sont réalisés.

A l'entrée du domaine de calcul, on impose le profil des vitesses moyennes axiale et orthoradiale mesuré au même endroit. En sortie, une condition de pression partiellement non réfléchissante est utilisée.

Les mesures de vitesses ont été réalisées pour différents nombres de Reynolds, $Re = 30000, 60000, 100000$ et pour différents nombres de swirl en entrée, S_1 variant de 0 à 1.2. On ne s'intéresse dans ce travail qu'au cas avec un nombre de Reynolds de 30000. L'écoulement étudié est d'abord purement axial (voir paragraphe 3.2). Puis, au paragraphe 3.3, l'écoulement entrant dans le domaine est vrillé. Enfin, au paragraphe 3.4, on fait varier la rotation de l'écoulement en entrée, et on étudie son influence sur la typologie de l'écoulement au niveau de la marche descendante.

3.1.2 Maillage

Le maillage utilisé est volontairement grossier, afin d'obtenir des tailles de maille (notamment en terme de résolution aux parois) proches de celles accessibles dans le banc volute complexe, qui est étudié au chapitre 5.

Schlüter et al. [99] a traité ce cas en montrant la nécessité de le traiter en 3D et non en axisymétrique, comme la géométrie le suggère. Le maillage 3D est représenté à la figure 3.2. Il est composé de 107000 noeuds (ou 103000 cellules) avec une taille de maille minimale, Δ proche de 0.7 mm .

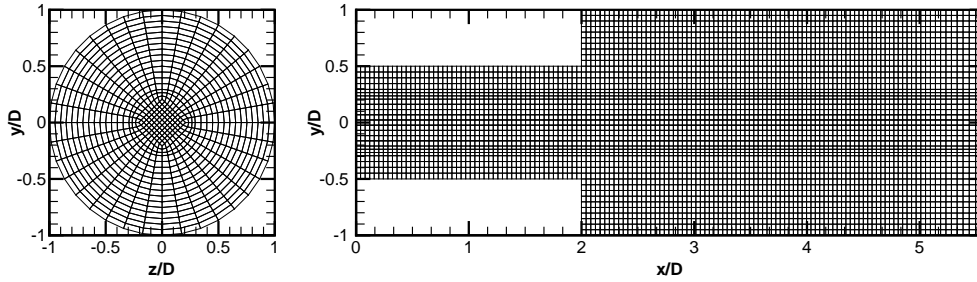


FIG. 3.2: Coupes transversale et longitudinale du maillage structuré réalisé.

3.2 Jet purement axial

3.2.1 Choix de la condition initiale et stabilisation de l'écoulement

Contrairement au RANS, la LES prédit un écoulement instantané du fait de la résolution des grandes échelles turbulentes. Une des difficultés en LES réside dans le choix de la solution initiale. Même dans le cas d'un écoulement relativement simple, comme celui traité dans ce paragraphe, créer une solution initiale proche de la solution LES est quasiment impossible. Une solution initiale possible dans ce cas pourrait être la suivante :

- Les champs de pression et de température sont constants,
- Les composantes radiale et orthoradiale de la vitesse sont constantes et nulles dans tout le domaine et,
- La composante normale de la vitesse est imposée via un profil plat (turbulent) multiplié par un coefficient $\alpha(x)$ dépendant de l'abscisse, comme l'illustre la figure 3.3.

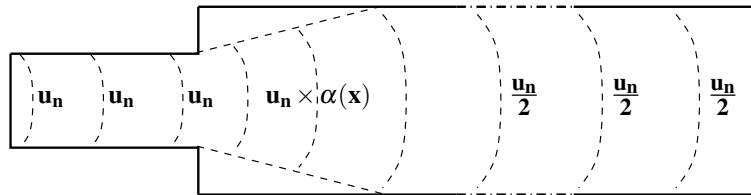


FIG. 3.3: Solution initiale pouvant être utilisée pour initier un jet purement axial au travers une marche descendante axisymétrique.

La solution initiale proposée ne correspond pas de toute évidence à la solution LES. Si en amont et en aval de la marche, la solution initiale est proche de la

solution LES convergée, près de la marche, au niveau des coins concaves, la solution initiale ne peut pas décrire correctement les zones de recirculation pariétales. Le calcul LES débute alors par une phase transitoire au cours de laquelle l'écoulement initial converge vers l'écoulement LES dit stabilisé. Quelle que soit la complexité de la condition initiale adoptée, celle-ci diffère toujours plus ou moins de la solution LES stabilisée. Or le processus de stabilisation de l'écoulement, lié en partie à la stabilisation du champ de pression, requiert un temps de l'ordre du temps convectif, défini par la relation 3.2.

Dés lors, le choix arbitraire d'une solution initiale ne peut réellement se justifier que pour deux raisons :

- Remplir un plenum ou une zone tampon afin d'économiser du temps de calcul. Un plenum se caractérise par un temps convectif très grand (la longueur du plenum est grande et l'écoulement le traversant est très lent). Une condition initiale imposant un profil de vitesse normale dans tout le plenum évite le calcul du remplissage de celui-ci. Cette technique est utilisée au chapitre 5.
- Limiter de forts gradients de pression ou de vitesses pour éviter des problèmes de stabilité numérique au début du calcul.

Dans les travaux de thèse présentés aux chapitres 3 et 4, la solution initiale est toujours construite à partir d'un champ de vitesse nulle, de champs de pression et de température constants. Une telle condition initiale requiert l'emploi de coefficients de relaxation faibles en entrée afin d'augmenter progressivement le débit dans le domaine de calcul et de limiter les gradients générés. Le régime transitoire, engendré par une telle solution initiale pour le cas du jet purement axial, est illustré à la figure 3.4.

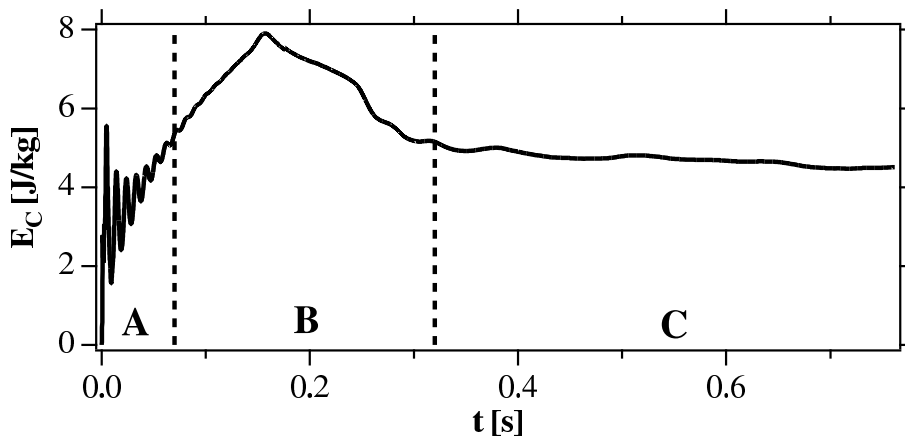


FIG. 3.4: Stabilisation progressive en trois phases de l'énergie cinétique résolue dans l'ensemble du domaine de calcul.

On distingue trois phases :

- La phase **A** est caractérisée par de fortes oscillations provenant des ondes acoustiques et une montée importante de la quantité de mouvement dans le domaine de calcul : nous l'appellerons phase acoustique. Cette phase constitue la première partie de la phase transitoire liée à la convergence de la solution initiale vers la solution stabilisée. Elle est caractérisée par le temps acoustique, τ_A , défini par la relation 3.1, qui correspond au temps mis par une onde acoustique pour traverser le domaine de calcul.

$$\tau_A = \frac{L}{c} \quad (3.1)$$

où L est la longueur du domaine et c , la célérité du son calculée par la relation $c = \sqrt{\gamma r T}$. Dans la marche descendante étudiée dans ce chapitre, on trouve $\tau_A \simeq 2 \text{ ms}$. Cette valeur peut être visualisée à la figure 3.5 au niveau du point B. La montée en vitesse au point B est observée après environ 2 ms de simulation.

- La phase **B** se caractérise par l'évacuation des ondes acoustiques, engendrées au cours de la phase acoustique et la stabilisation de l'énergie cinétique résolue. Celle-ci augmente jusqu'à 0.17 s puis elle diminue et se stabilise vers 0.3 s . Cette phase est principalement contrôlée par la convection de l'écoulement : nous l'appellerons phase convective. La phase transitoire, comprenant les phases acoustique et convective a une durée d'environ 0.3 s . Cette durée est directement liée au temps convectif, calculé par la relation 3.2.

$$\tau_C = \frac{L}{U_B} \quad (3.2)$$

Avec $U_B = \frac{\dot{m}_1}{S_1}$, \dot{m}_1 le débit et S_1 la surface d'entrée. On obtient, en décomposant le domaine en deux parties, $\tau_C \simeq 179 \text{ ms}$ avec $U_B \simeq 7.35 \text{ m.s}^{-1}$. Le maximum d'énergie cinétique est obtenu une fois que l'écoulement a traversé toute la géométrie, après environ un temps convectif. Le processus de stabilisation par le maintien de la pression en sortie conduit à un ralentissement du jet rapide sur $0.5 \tau_C$. On constate cependant que le ralentissement se poursuit lentement même pendant la phase que l'on considère ici comme stabilisée.

- La phase **C** constitue la phase stabilisée du jet turbulent, contrairement aux phases **A** et **B** qui correspondent au régime transitoire. C'est au cours de la phase stabilisée que des statistiques de l'écoulement peuvent être réalisées afin d'obtenir les grandeurs moyennes et fluctuantes de l'écoulement. La taille de l'échantillon utilisé pour réaliser ces statistiques est critique. Des études de convergence sont réalisées au chapitre 4. Un échantillon généralement considéré comme suffisant doit représenter quelques temps convectifs.

3.2.2 Régime transitoire

Dans un calcul en LES compressible, les ondes acoustiques se développent naturellement et se propagent dès lors que les schémas convectifs ne sont pas trop dissipatifs. Le traitement caractéristique des conditions aux limites est alors impératif pour ne pas modifier la réponse acoustique du domaine simulé.

L'acoustique joue un rôle particulièrement important au cours du régime transitoire, puisque c'est elle qui va contrôler l'augmentation du débit au travers la géométrie. La figure 3.5 illustre l'augmentation puis la stabilisation de la vitesse normale aux points A et B (voir figure 3.1). On remarque que le transitoire est plus prononcé à la sortie qu'à l'entrée. Cela s'explique d'une part, par le fait que le coefficient de relaxation sur la vitesse normale en entrée est plus grand que celui sur la pression en sortie. Et d'autre part, la formulation même d'une condition d'entrée caractéristique est plus réfléchissante que celle d'une condition de sortie.

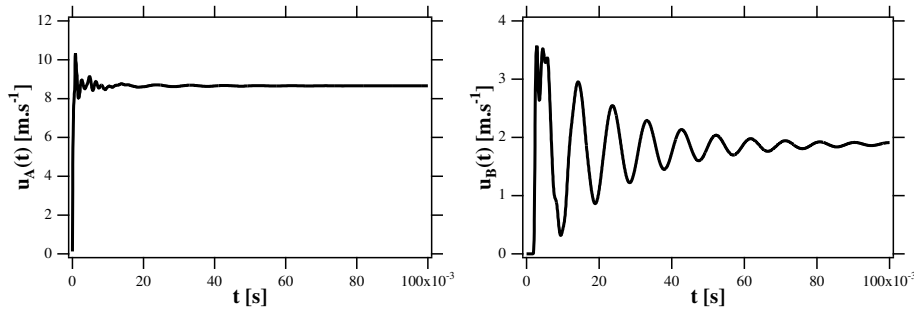


FIG. 3.5: Enregistrements aux points A et B de la vitesse normale pendant la phase acoustique du régime transitoire.

On réalise la transformée de Fourier des signaux de vitesses aux points A et B (voir figure 3.6). On observe que les fluctuations de vitesse sont très limitées en temps et en amplitude à l'entrée. On remarque cependant des pics marqués à 105 et 650 Hz. A la sortie, les fluctuations sont plus intenses et on ne distingue qu'un seul pic à 105 Hz.

A l'aide du code acoustique AVSP (voir Benoit et Nicoud [11]), on peut calculer les modes propres de la géométrie étudiée. Le solveur acoustique trouve huit modes au total. Le premier mode obtenu est un mode longitudinal quart d'onde à 132 Hz. Il se caractérise par un noeud de pression en sortie et une fluctuation de pression en entrée, comme le montre la figure 3.7. Ce mode ne correspond pas tout à fait en terme de fréquence à la fluctuation de pression obtenue par transformée de Fourier du signal LES de la vitesse normale. Il faut cependant relativiser la différence de fréquence entre le mode calculé par le solveur acoustique et celui obtenu par la LES, puisque, d'une part, la résolution fréquentielle des signaux

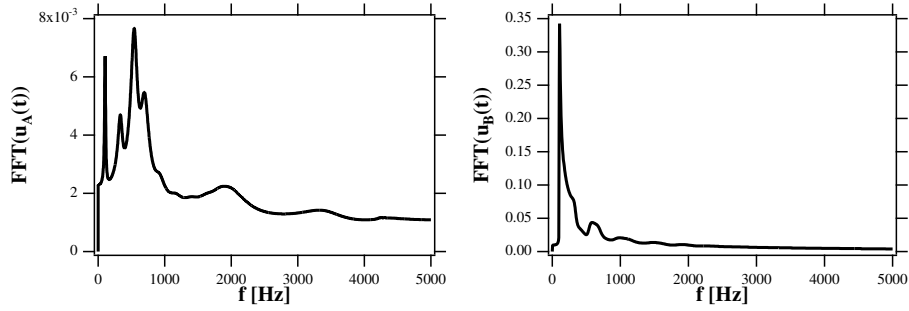


FIG. 3.6: Transformées de Fourier aux points A et B de la vitesse normale pendant la phase acoustique du régime transitoire.

LES est de l'ordre de 10 Hz et, d'autre part, l'impédance effective de la sortie du canal en LES n'est pas exactement nulle (condition de sortie partiellement non réfléchissante). On retrouve par le solveur acoustique le mode à 650 Hz , particulièrement présent dans le calcul LES à l'entrée. Ce mode possède une structure longitudinale et est principalement intense dans le conduit en amont de la marche, comme le montre la figure 3.7.

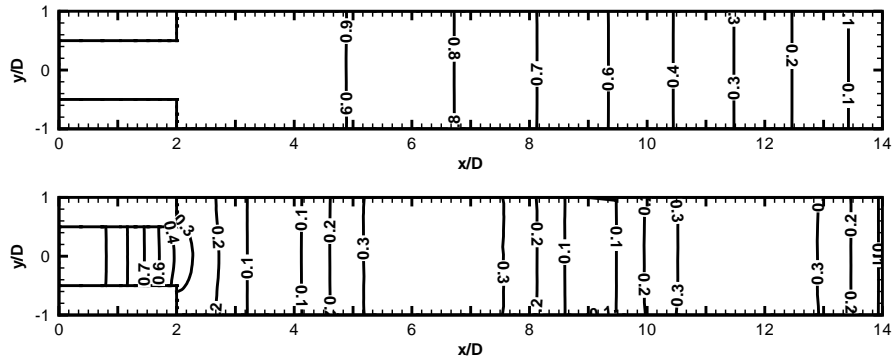


FIG. 3.7: Modes longitudinaux calculés par le code d'acoustique AVSP (champs de $\|p'\|$). En haut, mode quart d'onde à 132 Hz . En bas, mode du conduit amont à 650 Hz .

3.2.3 Régime stabilisé

Détachements tourbillonnaires

Le mode à 105 Hz est fortement présent même dans le régime stabilisé. Afin de connaître la structure de ce mode, et de conclure si il est différent ou non de celui fourni par le code acoustique, on réalise une carte spectrale du mode à 105 Hz (voir figure 3.8). Pour cela, une multitude de sondes sont placées dans le domaine dans un plan en XY. La transformée de Fourier sur la pression en chaque point est réalisée. La carte spectrale correspond au champ d'intensité des fluctuations de pression à la fréquence souhaitée.

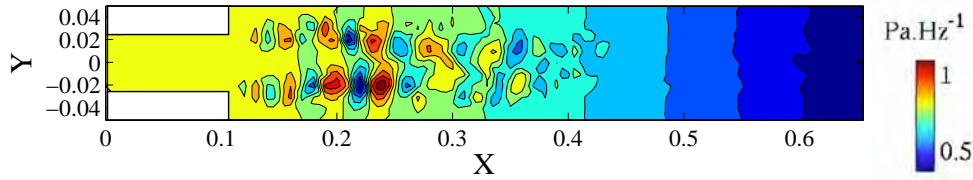


FIG. 3.8: Carte spectrale du mode à 105 Hz (champs de $\|p'\|$).

On observe deux structures distinctes composant le mode à 105 Hz. Ce mode se caractérise par une structure longitudinale, qui en fait presque un mode quart d'onde et par des structures créées dans le sillage de la marche. Le signal de pression en LES compressible est fortement instationnaire. Une partie de cette instationnarité est générée par l'acoustique, une autre partie est générée par la turbulence. La figure 3.9 représente l'évolution temporelle de la pression au point C (voir schéma 3.1). Les oscillations à 105 Hz sont quasiment périodiques avec un pic très net. Ils proviennent du développement de la couche cisailée dans le sillage de la marche (voir Lesieur [66] et Chassaing [26]).

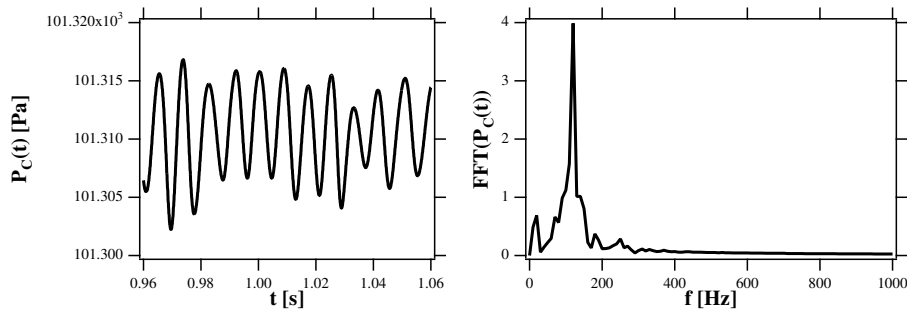


FIG. 3.9: Signal de pression représentant les détachements tourbillonnaires à 105 Hz au point C et sa transformée de Fourier.

Le nombre de Strouhal caractéristique du lâché tourbillonnaire est calculé à partir de la relation 3.3. On obtient un Strouhal de 0.0323.

$$St = \frac{f \cdot \delta_2}{U_1 - U_2} \quad (3.3)$$

Avec :

- f , la fréquence du phénomène,
- δ_2 , l'épaisseur de quantité de mouvement, calculée par la relation 3.4.

$$\delta_2 = \int_0^\infty \frac{U}{U_1} \cdot \left(1 - \frac{U}{U_1}\right) dy \quad (3.4)$$

- U_1 et U_2 les vitesses du jet, respectivement du conduit amont et dans le conduit aval.

Le mode à 105 Hz observé possède à la fois une structure acoustique de quasi quart d'onde et une structure hydrodynamique liée aux détachements tourbillonnaires dans le sillage de la marche. Le détachement tourbillonnaire excite le mode acoustique à 105 Hz mais le fait qu'il ait la structure d'un mode quasiment quart d'onde est une pure coïncidence.

Statistiques de l'écoulement

Des statistiques de l'écoulement sont réalisées sur une période de 0.4 s, ce qui correspond à deux temps convectifs. Pour chaque grandeur de champ, $\Phi(\vec{x}, t)$, la moyenne temporelle est effectuée selon la relation 3.5.

$$\langle \phi(\vec{x}) \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T \phi(\vec{x}, t) \cdot dt \quad (3.5)$$

A partir de cette moyenne $\langle \phi \rangle$, on calcule avec la relation 3.6 sa fluctuation temporelle, ϕ' . Seule la partie résolue fluctuante est utilisée ici pour calculer les fluctuations. La partie de sous-maille n'est pas ajoutée.

$$\phi' = \sqrt{\langle \phi(\vec{x})^2 \rangle - \langle \phi(\vec{x}) \rangle^2} \quad (3.6)$$

On calcule de la même manière la moyenne de la vitesse normale, u_n et sa fluctuation, u'_n . Celles-ci sont comparées aux mesures expérimentales réalisées par LDA à la figure 3.10.

La condition aux limites en entrée permet d'imposer correctement l'écoulement moyen dans le conduit en amont de la marche. Comme cette condition par contre n'injecte pas de turbulence en entrée, les fluctuations obtenues en LES sont inexistantes à la première coupe et faibles à la deuxième. La turbulence dans un calcul LES se développe progressivement tout au long de la géométrie. Même dans un

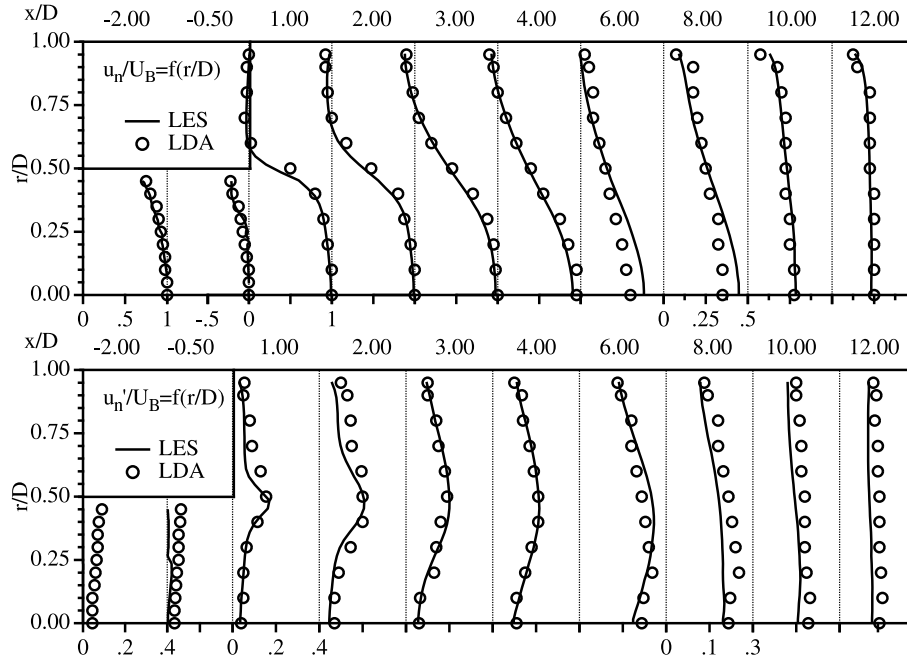


FIG. 3.10: Comparaison des profils de la moyenne et de la fluctuation de vitesse normale pour la LES et les mesures LDA.

écoulement simple comme celui étudié, les niveaux de fluctuations à 0.5 D en aval de la marche sont très proches des niveaux mesurés. Le pic des fluctuations correspondant au développement de la couche cisailée dans le sillage de la marche est correctement prédit. Les zones de recirculation pariétales sont capturées par les LES avec la bonne taille (environ 4 D) et la bonne intensité. La longueur de rattachement est également globalement bien prédite. Elle vaut environ 10 D. Enfin, au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la marche, le déraffinement entraîne une moindre résolution des structures turbulentes, ce qui a pour conséquence une diminution des fluctuations LES, qui deviennent plus faibles par rapport à celles mesurées.

3.2.4 Qualité de la LES

Comme on l'a vu au chapitre 1, la fréquence de coupure du filtre LES, c'est à dire la résolution de la LES est critique au vue de la prédictivité d'un calcul LES. On propose dans ce paragraphe deux méthodes simples pour estimer le degré de résolution d'un calcul LES.

1. Une première approche simple pour évaluer le degré de résolution d'un calcul LES est de comparer les niveaux de viscosité turbulente dans tout le

domaine de calcul avec la viscosité laminaire. La figure 3.11 représente un champ instantané de viscosité turbulente normalisée par la viscosité laminaire. La viscosité turbulente, calculée ici par le modèle WALE, est principalement localisée au niveau des régions de fort cisaillement comme dans la couche cisailée dans le sillage de la marche. Son intensité ne dépasse pas 10 fois la viscosité laminaire pour ce cas. Celle-ci augmente progressivement au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la marche à cause du déraffinement du maillage.

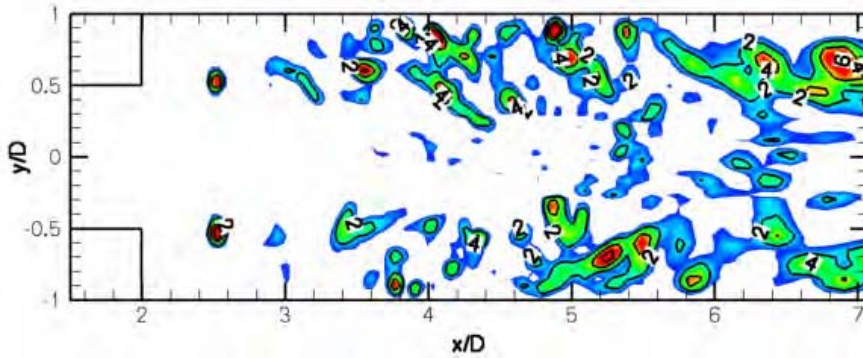


FIG. 3.11: Champ instantané de viscosité turbulente de sous-maille, μ_t , exprimé en viscosité laminaire.

La viscosité turbulente peut directement s'interpréter comme l'énergie cinétique non résolue par la relation 1.39. La qualité d'une LES peut s'exprimer selon Pope [93] par le rapport entre l'énergie cinétique résolue et celle non résolue (voir relation 3.7). En détaillant les deux termes d'énergie cinétique, on peut calculer un critère de qualité d'une LES, dépendant du Reynolds de l'écoulement, du fluide intervenant, de la taille de la géométrie et de la taille caractéristique des mailles. Dans le cas traité ici, on estime qu'au minimum 76 % de l'énergie cinétique est résolue, le reste étant modélisé par le modèle de sous-maille.

$$Q_{LES} = \frac{E_{C,r}}{E_{C,r} + E_{C,sgs}} \quad (3.7)$$

$$E_{C,r} = \frac{1}{2} (\tilde{u}^2) = \frac{1}{2} \left(\frac{Re \cdot \mu}{\rho \cdot D} \right)^2 \quad (3.8)$$

$$\text{Avec } Re = \frac{\rho \cdot \tilde{u} \cdot D}{\mu} \quad (3.9)$$

$$E_{C,sgs} = \left(\frac{\mu_t}{C_k \cdot \Delta} \right)^2 \quad (3.10)$$

$$Q_{LES} = \frac{1}{1 + 2 \left(\frac{\mu_t}{\mu} \right)^2 \cdot \frac{\rho^2 D^2}{C_k^2 \Delta^2 Re^2}} \quad (3.11)$$

2. La fréquence de coupure du filtre LES dépend, comme on l'a vu au chapitre 1 pour une LES dit "numérique", du maillage et du schéma numérique employé. Les calculs réalisés dans cette partie ont utilisé le schéma Lax-Wendroff. Pour ce type de schéma centré du deuxième ordre, 5 à 10 points sont nécessaires pour convecter correctement une structure quelconque sur un maillage donné. A partir de la taille de maille locale Δ et du nombre de points requis pour un schéma numérique donné (ici on prendra $n = 5$), on peut estimer simplement la longueur d'onde λ , maximale des structures de l'écoulement que le schéma peut raisonnablement résoudre (voir figure 3.12).

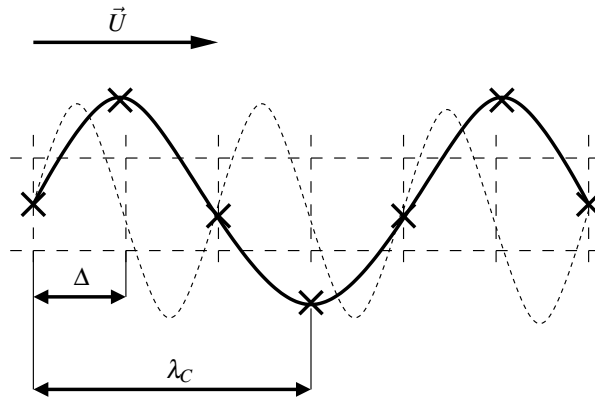


FIG. 3.12: Principe de détermination de la longueur d'onde minimale pouvant être captée sur un maillage régulier par un schéma de Lax-Wendroff.

$$\lambda_C = U \cdot \frac{1}{f_C} = n \cdot \Delta \quad (3.12)$$

$$f_C = \frac{U}{n \cdot \Delta} \quad (3.13)$$

La figure 3.13 présente les fréquences de coupure dans l'ensemble du domaine calculé. La fréquence de coupure calculée au point C est reportée sur le spectre fréquentiel réalisé sur la pression, déjà présenté à la figure 3.6. On constate, dans ce cas précis, que les structures prépondérantes au point C sont bien résolues. Comme ce sont ces structures qui sont importantes dans l'ensemble du domaine, le calcul LES réalisé permet de capturer avec une bonne précision la dynamique de l'écoulement.

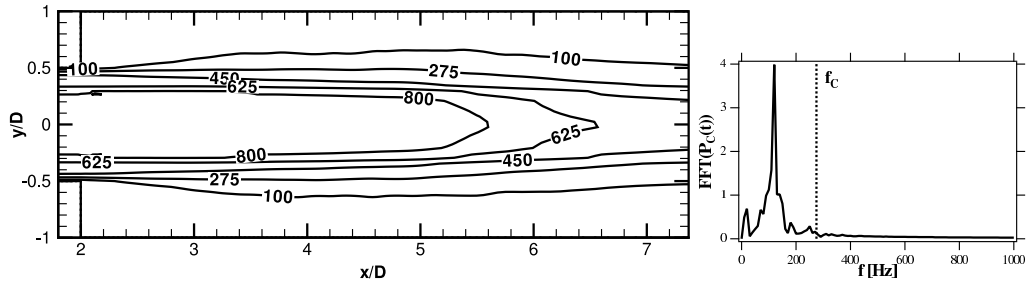


FIG. 3.13: Fréquence de coupure du filtre LES en Hz pour l'ensemble du domaine de calcul en moyenne.

Enfin, les structures complexes composant les différentes couches limites turbulentes ne sont pas résolues dans le cas étudié ici. Le nombre de points disponibles pour simuler l'intégralité d'un banc volute complexe ne permet pas de résoudre les structures en proche paroi. Le maillage utilisé ici pour étudier le jet purement axial conduit à une coordonnée adimensionnelle à la paroi, y^+ , valant au maximum 50 dans le conduit amont et, 30 dans le conduit en aval de la marche.

3.3 Jet vrillé

La même géométrie est utilisée pour un deuxième cas simple dont l'objectif est d'évaluer la capacité de la LES à prédire la dynamique des écoulements vrillés. L'écoulement est mis en rotation par un "swirler"¹, placé à environ $10D$ en amont de l'élargissement. L'influence du "swirler" est prise en compte par la condition à l'entrée qui impose les profils des vitesses normale et orthoradiale mesurées expérimentalement. Le nombre de swirl imposé à l'entrée est de 0.6.

La configuration acoustique, définie par la forme de la géométrie, par les coefficients de relaxation des conditions aux limites (impédances) et par le champ de température, est strictement la même entre le cas non vrillé, que l'on notera dorénavant étape 1, et le cas vrillé, que l'on notera étape 2. L'acoustique contrôlant le début du régime transitoire, on observe une très forte similarité entre les régimes transitoires des deux étapes, au débit près, comme le montre la figure 3.14.

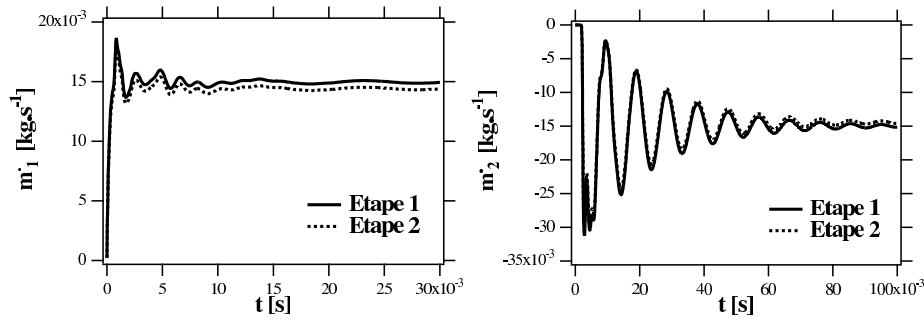


FIG. 3.14: Comparaison des évolutions temporelles des débits entrant et sortant caractérisant le régime transitoire pour les étapes 1 et 2.

L'écoulement de l'étape 2 reste cependant très différent de celui de l'étape 1, comme l'illustre l'énergie cinétique résolue à la figure 3.15. Celle-ci évolue de la même manière pour les deux étapes jusqu'à 50 ms , où l'acoustique est prépondérante. Le régime transitoire est ensuite plutôt contrôlé par des phénomènes de convection, ce qui explique les différences observées entre les deux étapes.

3.3.1 Comparaison avec les mesures LDA

Des statistiques sont réalisées une fois le régime stabilisé atteint pendant une durée de 0.4 s . Le débit de l'étape 2 étant très proche de celui de l'étape 1, le temps convectif reste le même. Les statistiques sont alors réalisées sur une période correspondant à deux temps convectifs. Les composantes normale et orthoradiale de

¹Un "swirler" est un dispositif mettant en rotation l'écoulement.

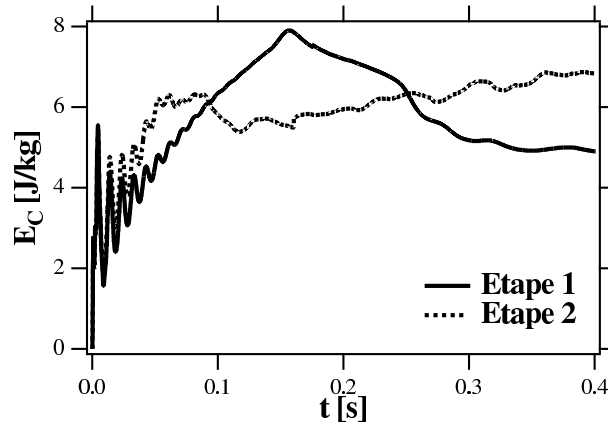


FIG. 3.15: Evolution de l'énergie cinétique résolue des étapes 1 et 2.

la vitesse moyenne obtenues par les calculs LES sont comparées aux mesures LDA. La figure 3.16 représente les profils des vitesses moyennes normale et orthoradiale à différentes abscisses le long de la géométrie.

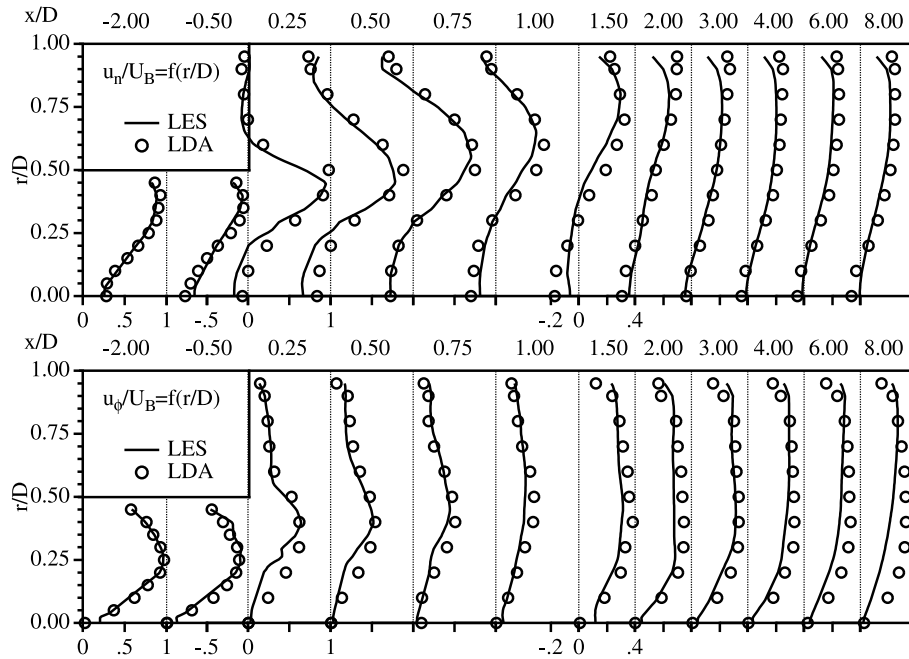


FIG. 3.16: Profils des composantes normale et orthoradiale de la vitesse moyenne à différentes abscisses.

Les profils imposés en entrée permettent d'obtenir dans le conduit en amont de la

marche un écoulement moyen très semblable à celui observé expérimentalement. Au niveau de la marche, le jet vrillé éclate en formant une zone de recirculation centrale (CTRZ) et des zones de recirculation pariétales. Le calcul LES réalisé est proche des mesures LDA mais certaines imperfections existent. La vitesse de recirculation dans la CTRZ est sur-estimée. Cette sur-estimation provient du déficit de la vitesse orthoradiale sur l'axe de la géométrie juste après la marche. Ce déficit produit également un éclatement, prédit par la LES, légèrement plus faible que celui observé expérimentalement. La vitesse orthoradiale diminue plus rapidement dans le calcul LES que dans les mesures sur l'axe de la géométrie pour les dernières coupes. Ce ralentissement provient de l'insuffisance de la discrétisation du maillage, qui ne permet pas de prédire correctement le point d'inflexion de la vitesse orthoradiale sur l'axe.

La figure 3.17 compare les profils des fluctuations de vitesses normale et orthoradiale obtenus par le calcul LES et mesurés par la méthode LDA.

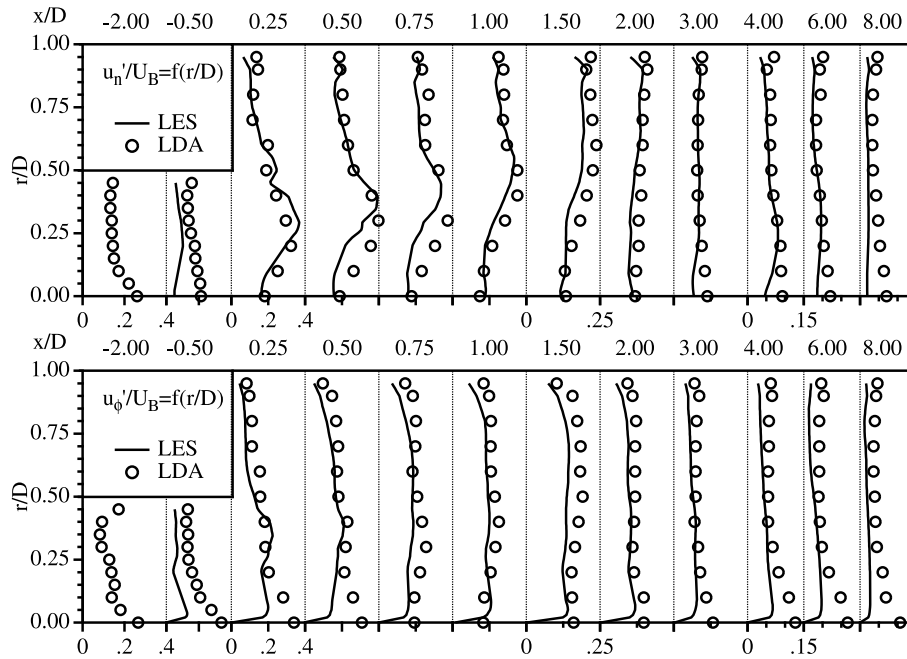


FIG. 3.17: Profils des composantes normale et orthoradiale de la fluctuation de vitesse à différentes abscisses.

Aucune turbulence n'est injectée à l'entrée du domaine de calcul. On observe ainsi un déficit de turbulence au niveau des deux premières coupes sur les composantes normale et orthoradiale. On remarque cependant que la turbulence se développe déjà au niveau de la deuxième coupe. Juste en aval de la marche, le niveau des fluctuations prédit par la LES est en parfaite accord avec celui mesuré expérimentalement.

talement, excepté au niveau de l'axe pour la composante orthoradiale. Cela peut s'expliquer par la résolution insuffisante du point d'inflexion de la vitesse orthoradiale, ce qui sous-estime la vitesse orthoradiale au niveau de l'axe et également sa fluctuation. La fluctuation de la vitesse orthoradiale prédite par la LES diminue plus rapidement que celle mesurée, au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la marche. Cela s'explique par le déraffinement progressif du maillage. Plus on s'éloigne de la marche, plus la taille du filtre LES augmente. La quantité de turbulence en sous-maille grandit également. Or les fluctuations présentées à la figure 3.17 ne prennent en compte que les fluctuations résolues d'où une sous-estimation par rapport aux mesures.

On calcule enfin le nombre de swirl à partir de la relation 2.7 pour les calculs LES et les mesures LDA à différentes abscisses le long de la géométrie. La figure 3.18 montre que le swirl imposé à l'entrée du domaine est proche de celui engendré expérimentalement par le "swirler". L'expansion avec l'augmentation du rayon du conduit crée une diminution du nombre de swirl, qui n'est pas physique mais qui est liée à la formulation choisie pour calculer le swirl. La marche produit quand à elle l'éclatement du jet vrillé qui se traduit par une augmentation du nombre de swirl. Le jet impacte ensuite la paroi et l'écoulement se rattache progressivement à la paroi ce qui stabilise le nombre de swirl. Le swirl diminue ensuite à cause du frottement visqueux pariétal. La LES sur-estime de 10 à 20 % l'augmentation du swirl lié à l'éclatement du jet. Cette différence est principalement liée à la zone de recirculation centrale qui se referme plus vite dans les calculs LES. Enfin, le calcul LES sur-estime également la diminution du swirl lié au frottement pariétal à cause du déraffinement du maillage.

3.3.2 Instationnarités de l'écoulement

Le paragraphe 3.3.1 a présenté les statistiques de l'écoulement vrillé, avec sa typologie en moyenne et ses fluctuations, au travers de la marche descendante étudiée. L'écoulement instantané est beaucoup plus complexe que l'écoulement moyen présenté précédemment.

La figure 3.19 représente deux champs instantanés de la vitesse normale. L'éclatement du jet vrillé au voisinage de la marche est différent aux deux instants. La zone de recirculation centrale a une forme nettement plus disloquée sur le premier champ. Elle n'est pas forcément centrée sur l'axe de symétrie de la géométrie.

L'instationnarité se traduit également sur le champ de pression. Un enregistrement au point D de la pression est représenté à la figure 3.20. On observe un phénomène de précession quasiment périodique et caractéristique des écoulements vrillés (voir paragraphe 2.2.3). Le PVC a une fréquence de rotation de 76 Hz.

Le nombre de Strouhal du PVC est calculé par la relation 3.14 et vaut 0.78.

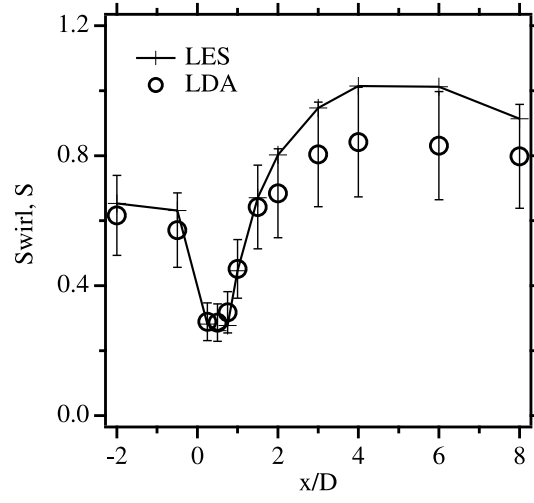


FIG. 3.18: Profils longitudinaux du nombre de swirl pour les résultats LES et les mesures LDA. Les bars d'erreur correspondent à une erreur de 20 %.

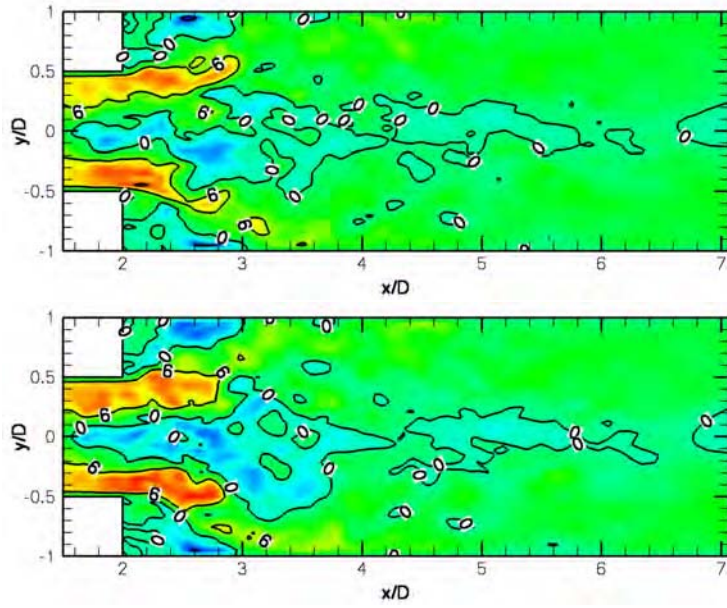


FIG. 3.19: Champs instantanés de la vitesse normale u_n en $m.s^{-1}$ séparés de 1.2 ms.

$$St = \frac{fD}{U_B} = \frac{\rho f D^3}{\dot{m}_1} \quad (3.14)$$

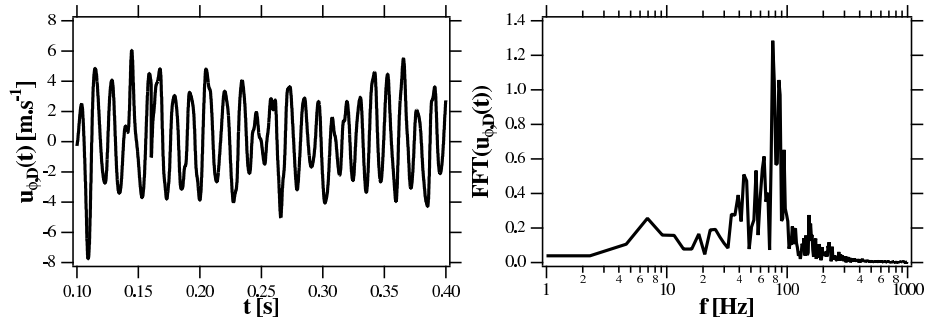


FIG. 3.20: Enregistrement de la vitesse tangentielle $u_\phi(t)$ au point D et sa transformée de Fourier.

Le PVC observé est représenté à la figure 3.21 par une surface à pression constante. Il a une forme spirale très répandue dans le cas des écoulements vrillés confinés pour des nombres de swirl suffisants. Les lignes de courant de l'écoulement sont représentés ainsi que le sens de convection de l'écoulement. Le PVC a un sens d'enroulement inverse aux lignes de courant.

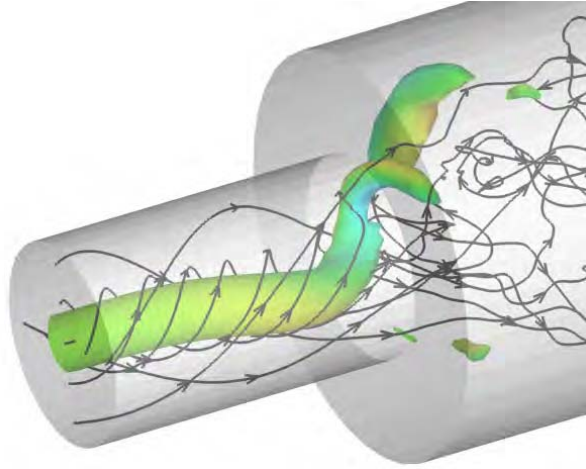


FIG. 3.21: Iso-surface de pression représentant le PVC et lignes de courant représentant l'écoulement vrillé à un instant donné.

La figure 3.22 illustre le comportement instationnaire du PVC et son sens de rotation en représentant à quatre instants successifs le champ de pression sur une coupe à $0.5 D$ en aval de la marche. Les contours de pression permettent de distinguer nettement la dépression du PVC. Le PVC tourne dans le sens direct autour de l'axe de symétrie de la géométrie. Il tourne de plus dans le même sens que l'écoulement.

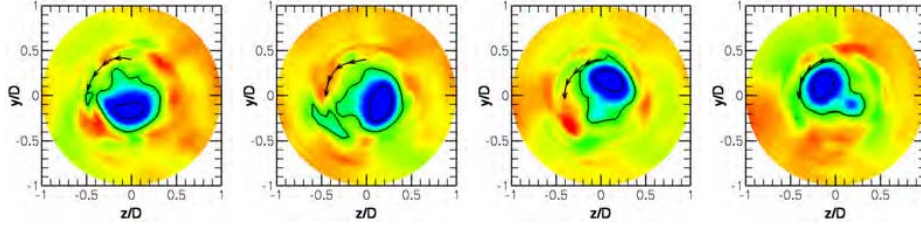


FIG. 3.22: Champs instantanés de pression en Pa séparés de 1.25 ms.
L'écoulement et le PVC tournent dans le sens direct.

3.3.3 Etude paramétrique

L'étape 2 est un cas test très intéressant pour évaluer l'influence de différents paramètres du calcul LES. L'écoulement vrillé dont les résultats ont été présentés au paragraphe 3.3 constitue le cas de référence, nommé étape 2. Il est repris pour être réalisé en modifiant un certain nombre de paramètres. L'ensemble des tests présentés est résumé par le tableau 3.1. Tous les calculs ont été effectués à $CFL = 0.7$ (définis par la relation 1.68) et avec des coefficients de viscosité artificielle pour le deuxième ordre de 0.1 et pour le quatrième ordre de 0.01.

Calculs réalisés		2	2a	2b	2c	2d	2e	2f
Types d'éléments	Hexaèdres	×		×	×	×	×	×
	Tétraèdres		×					
Schémas convectifs	LW	×	×		×	×	×	×
	TTGC			×				
Modèles de sous-maille	Smagorinsky				×		×	×
	Smagorinsky filtré					×		
Types de murs	WALE	×	×	×				
	Non glissants	×	×	×	×	×		
Injection de turbulence	Lois de paroi						×	×
	Sans	×	×	×	×	×	×	
	Avec							×

TAB. 3.1: Matrice des paramètres étudiés et noms des étapes correspondantes.

Influence du type d'élément

Le premier paramètre testé est le type de maillage et d'éléments utilisés. Ce paramètre est critique pour le calcul LES dans des géométries complexes. Il est parfois

difficile de réaliser un maillage structuré correct dans une géométrie complexe en un temps humain acceptable. Un maillage peut être considéré comme correct :

- quand les variations de volume de maille à maille sont limitées,
- quand les éléments ne sont pas trop déformés et,
- quand le nombre de points et la taille de la plus petite maille ne sont pas trop pénalisants en terme de temps de calcul.

Il est pour les raisons développées ci-dessus plus facile de mettre en oeuvre des maillages non structurés que structurés. Les maillages non structurés permettent de plus un meilleur contrôle local de la taille de maille. Il est alors plus facile de discrétiser les zones où apparaissent de forts gradients sans trop entraver le temps de calcul. Néanmoins, les méthodes numériques sont plus dissipatives sur les maillages non structurés. La prédiction et la précision d'un calcul LES peuvent être diminuées. Enfin, l'efficacité de calcul sur des maillages non structurés est plus faible que sur des maillages structurés.

On réalise alors un maillage non structuré composé de tétraèdres, pour lequel le temps de calcul d'un temps convectif soit le même que celui du maillage structuré utilisé jusqu'alors. Le maillage est présenté à la figure 3.23. Ses caractéristiques sont rassemblées au tableau 3.2.

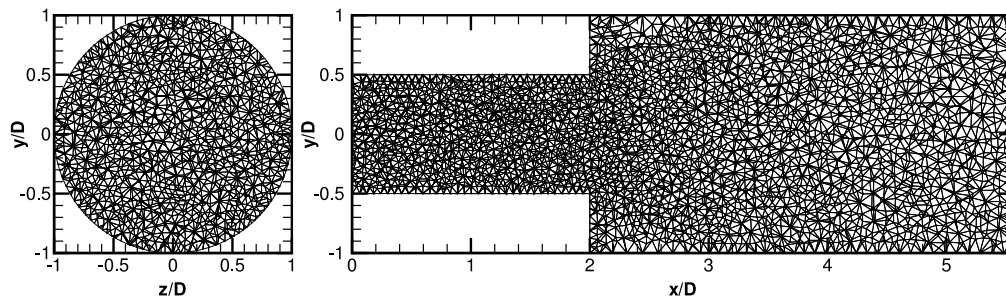


FIG. 3.23: Coupes transversale et longitudinale du maillage non structuré généré.

Maillage	Etape 2	Etape 2a
Noeuds	107040	41425
Cellules	103212	216321
Taille minimum des mailles [mm]	0.71	1.44

TAB. 3.2: Comparaison des caractéristiques des maillages structuré (étape 2) et non structuré (étape 2a).

Qualitativement, les champs instantanés de vitesse normale représentés à la figure 3.24 sont très différents. Le champ obtenu sur le maillage non structuré

semble beaucoup moins turbulent que celui obtenu sur le maillage structuré. Cela confirme le fait que les méthodes numériques dissipent plus sur des maillages non structurés. L'éclatement du jet semble moins important pour le calcul réalisé sur le maillage non structuré.

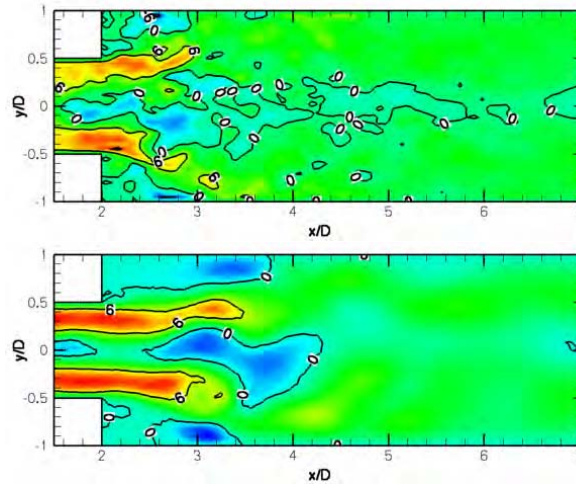


FIG. 3.24: Comparaison de deux champs instantanés de la vitesse normale en $m.s^{-1}$ pour les étapes 2 et 2a.

Quantitativement, les statistiques des écoulements obtenus sur les maillages structuré et non structuré sont très semblables (voir figures 3.25 et 3.26). On remarque que l'éclatement du jet est en moyenne moins important pour le maillage non structuré. La taille de la zone de recirculation centrale est également réduite dans ce cas, puisqu'elle n'existe plus 3 D en aval de la marche. Le point d'inflexion de la vitesse orthoradiale sur l'axe de symétrie semble par contre mieux prédit sur le maillage non structuré.

Au niveau des fluctuations, on remarque que le développement dans le conduit en amont de la marche des fluctuations normale et orthoradiale est similaire pour les deux types de maillage. En aval de la marche, les niveaux de fluctuations obtenus sur le maillage non structuré sont plus faibles. Les fluctuations s'atténuent très rapidement sur le maillage non structuré au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la marche et que le maillage se déraffine. Cela peut s'expliquer par le couplage entre résolution et méthode numérique. Le maillage non structuré est composé d'un plus grand nombre de cellules que le maillage structuré. Chaque cellule a alors un volume plus faible dans le maillage non structuré ce qui induit une meilleure résolution. L'écoulement bénéficiant d'une meilleure résolution sur le maillage non structuré, le modèle de sous-maille va moins s'activer. C'est la dissipation numérique qui va alors prendre le relais de la dissipation de sous-maille au détriment

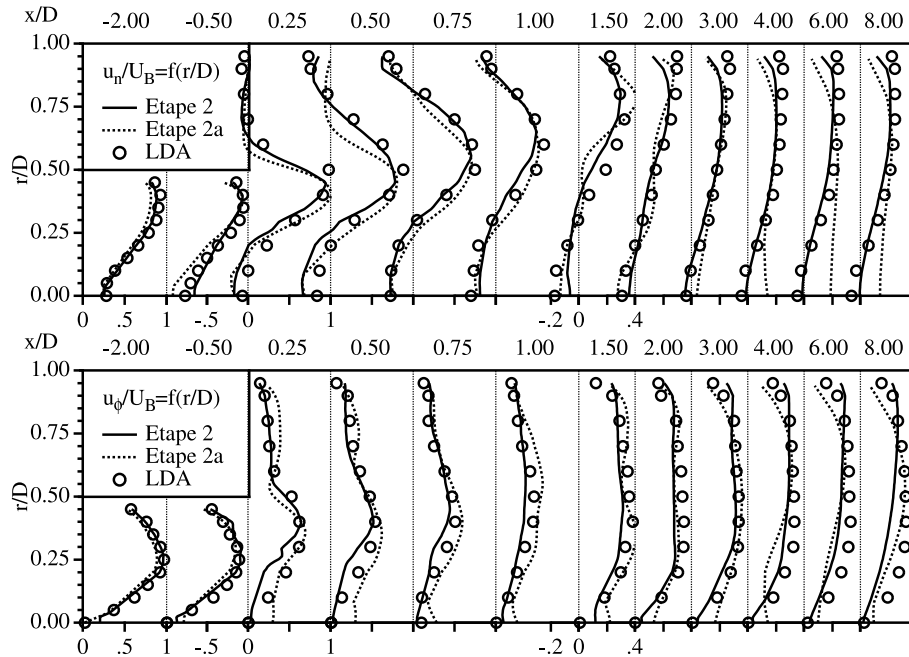


FIG. 3.25: Profils des composantes normale et orthoradiale de la vitesse moyenne à différentes abscisses pour les étapes 2 (haut) et 2a (bas).

de la prédiction des fluctuations.

Le profil de swirl obtenu sur le maillage non structuré sur-estime l'augmentation du nombre de swirl en aval de la marche. Cela vient de la combinaison de trois choses :

- les zones de recirculation pariétales sont sous-estimées,
- le jet s'éclate plus lentement,
- la rotation de l'écoulement sur l'axe de la géométrie est sur-estimée.

A partir de 2 D en aval de la marche, le swirl prédit sur le maillage non structuré diminue au lieu de continuer à augmenter comme le prédit l'expérience. Cette diminution provient du trop fort ralentissement du jet provoqué par la trop grande dissipation numérique liée au déraffinement du maillage. Ce ralentissement est particulièrement brutal au moment où le jet impacte la paroi vers 1.5 D en aval de la marche.

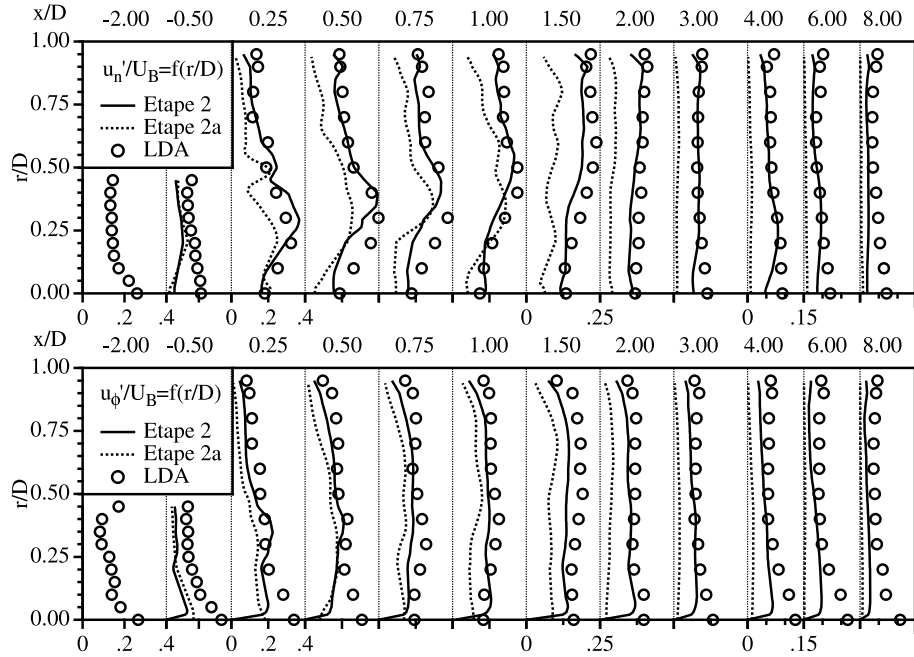


FIG. 3.26: Profils des composantes normale et orthoradiale de la fluctuation de vitesse à différentes abscisses pour les étapes 2 et 2a.

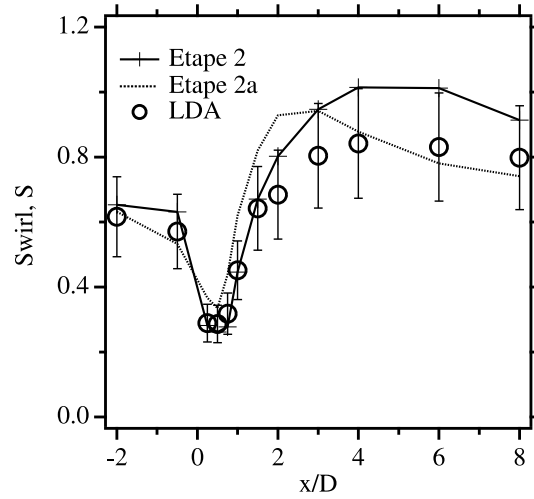


FIG. 3.27: Profils longitudinaux du nombre de swirl pour les étapes 2 et 2a et les mesures expérimentales.

Influence du schéma numérique

Les calculs réalisés jusqu'alors ont été faits avec le schéma du second ordre Lax-Wendroff. Ce schéma centré a le grand avantage pour un calcul LES dans une

géométrie complexe d'être économique en temps de calcul et robuste. Il est par contre assez dissipatif et dispersif, ce qui pose d'autant plus de problèmes lorsque l'on réalise une LES "numérique", où la taille du filtre est implicitement fixée par le schéma. Dans ce paragraphe, on réalise le même calcul que celui de l'étape 2 mais avec le schéma TTGC (voir paragraphe 1.6.2), que l'on nomme étape 2b. Qualitativement, les champs de vitesse axiale obtenus pour les étapes 2 et 2b ne sont pas très différents, comme le montre la figure 3.28.

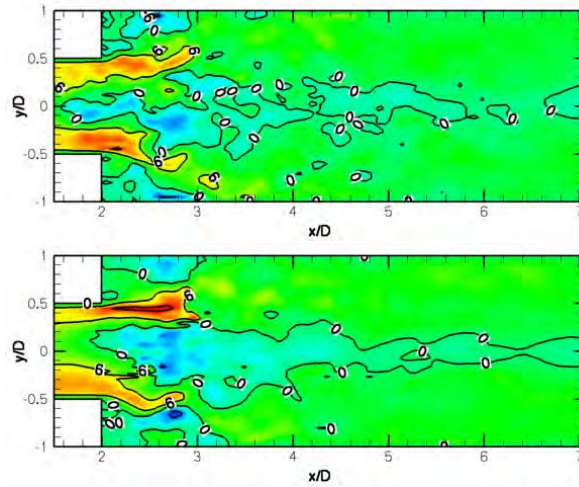


FIG. 3.28: Comparaison de deux champs instantanés de la vitesse normale en $m.s^{-1}$ pour les étapes 2 et 2b.

Par contre, quantitativement, le schéma TTGC semble apporter plusieurs améliorations qui restent toutefois très limitées. L'éclatement en moyenne du jet vrillé est mieux prédit par le schéma TTGC. L'apport de TTGC est net au niveau de la prédiction du point d'inflexion de la vitesse orthoradiale sur l'axe de symétrie. TTGC dissipant moins, l'écoulement garde également une rotation proche de celle mesurée même loin en aval de la marche.

Les fluctuations se développent légèrement plus rapidement avec le schéma TTGC qu'avec Lax-Wendroff. Les écarts entre les deux schémas sont marqués principalement au niveau des fluctuations orthoradiales et en aval de la marche. Grâce à son troisième ordre, TTGC permet de conserver les structures turbulentes plus longtemps et plus loin de la marche, où le maillage se déraffine.

Les profils du swirl sont très proches pour les deux schémas. Les différences observées au début de ce paragraphe sont lissées par l'intégration des champs de vitesse normale et orthoradiale, qui engendre une perte d'information non négligeable.

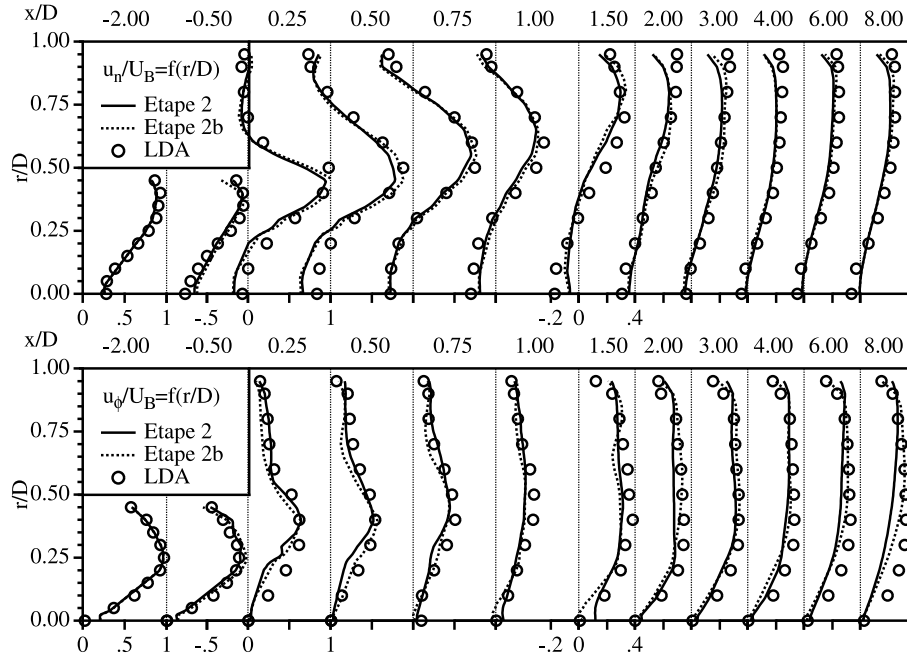


FIG. 3.29: Profils des composantes normale et orthoradiale de la vitesse moyenne à différentes abscisses pour les étapes 2 et 2b.

Influence du modèle de sous-maille

Un des critères de qualité d'un calcul LES pourrait très bien consister à changer de modèle de sous-maille en cours de calcul afin de comparer son influence sur les résultats. Une LES avec une résolution correcte a en théorie des résultats qui dépendent très peu du modèle de sous-maille. On teste alors les modèles de sous-maille de Smagorinsky dans sa version classique (étape 2c) et dans sa version filtrée (étape 2d).

La comparaison d'un champ instantané de la viscosité dynamique pour les étapes 2, 2c et 2d (voir figure 3.32) montre des différences tant sur la quantité de viscosité turbulente prédite par les modèles que par sa localisation. Le modèle WALE prédit une quantité de viscosité turbulente atteignant près de 50 fois la viscosité laminaire très localisée dans les couches cisailées se développant autour du jet vrillé. Les modèles de Smagorinsky calculent une viscosité turbulente nettement plus faible dans ces régions, puisqu'elle ne dépasse pas 20 fois la viscosité laminaire. La différence d'invariants entre les deux types de modèle est très bien illustrée à la figure 3.32. WALE ne calcule de la viscosité turbulente que dans les régions de fortes déformations, contrairement aux modèles de Smagorinsky dont la viscosité turbulente est directement liée à la vorticité. On retrouve le principal

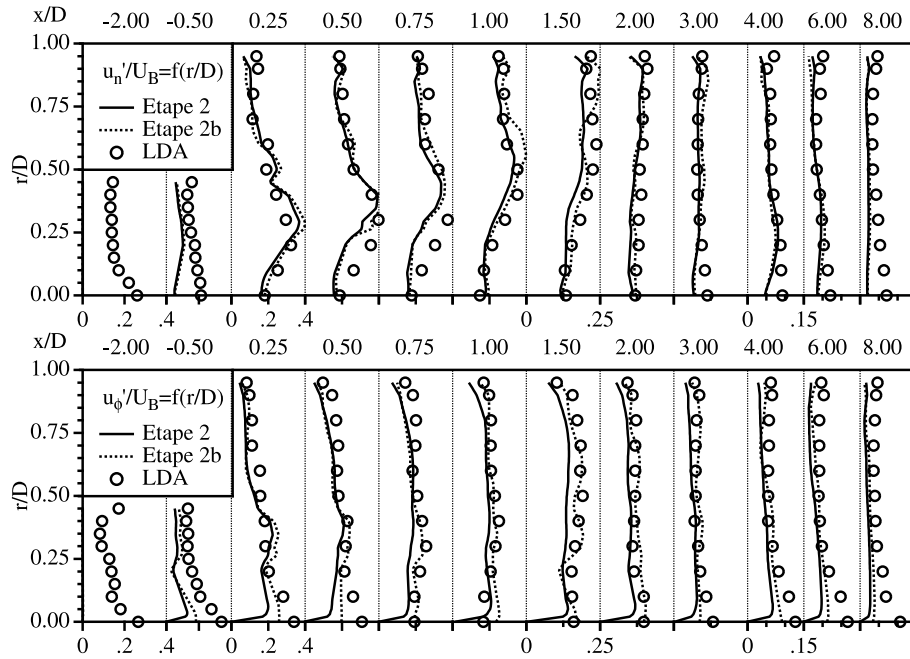


FIG. 3.30: Profils des composantes normale et orthoradiale de la fluctuation de vitesse à différentes abscisses pour les étapes 2 et 2b.

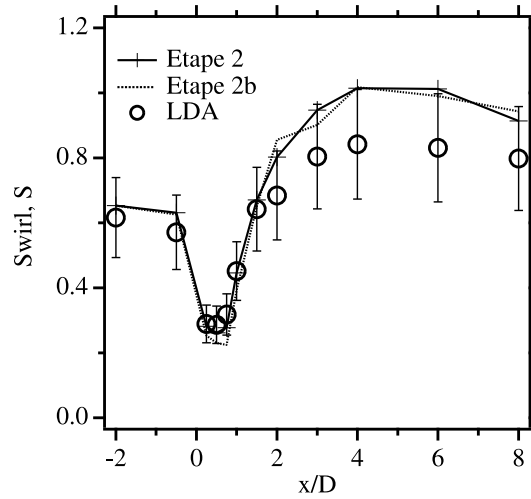


FIG. 3.31: Profils longitudinaux du nombre de swirl pour les étapes 2 et 2b et les mesures expérimentales.

défaut du modèle de Smagorinsky qui ajoute une quantité très importante de viscosité turbulente aux parois notamment dans le conduit en amont de la marche. Le

principe de filtrage passe-haut du modèle de Smagorinsky filtré permet d'éliminer ce défaut.

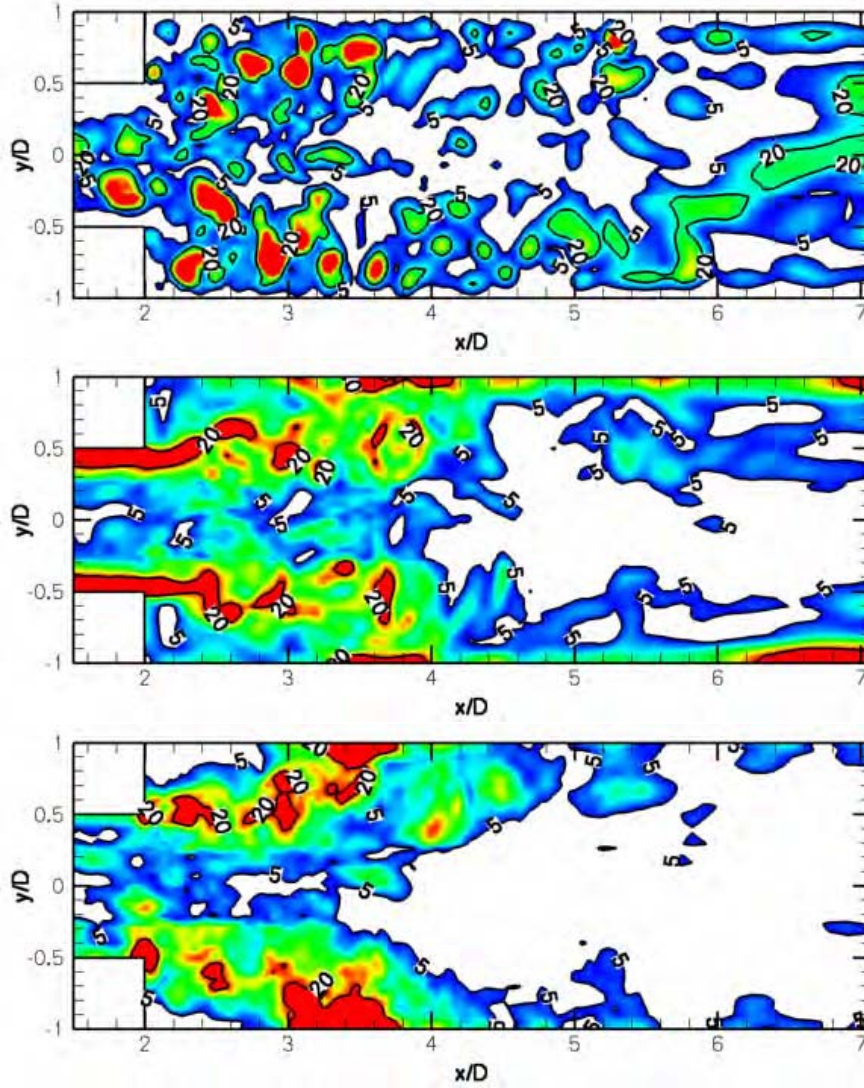


FIG. 3.32: Comparaison des champs instantanés de la viscosité dynamique turbulente, μ_t exprimée en fonction de la viscosité laminaire pour les étapes 2, 2c et 2d.

Au niveau quantitatif, l'écoulement moyen en amont de la marche est influencé par les différents modèles de sous-maille principalement au niveau des parois (voir figure 3.33). Les modèles de Smagorinsky calculent une quantité de viscosité turbulente non négligeable près des parois ce qui ralentit l'écoulement. Cet effet est nettement visible avec le modèle standard de Smagorinsky. Cela engendre un écla-

tement du jet vrillé dans le cylindre en aval plus faible qu'avec les autres modèles. Par contre il permet de prédire assez correctement au niveau de la marche le point d'inflexion de la vitesse orthoradiale. Cela peut s'expliquer par le fait que l'écoulement ayant une moindre "liberté" près des parois accélère plus à l'intérieur du cylindre par conservation du débit. Le modèle de Smagorinsky filtré a un comportement cependant différent puisqu'il prédit correctement au niveau de la marche l'éclatement du jet. Enfin plus en aval de la marche, les modèles de Smagorinsky reproduisent assez mal la forme du jet au niveau de la vitesse normale, ainsi que l'intensité de la rotation de l'écoulement. Cela vient principalement de la trop grande viscosité turbulente qu'ils ajoutent au moment où le jet vrillé impacte la paroi aux alentours de 2D en aval de la marche. Le jet est alors fortement ralenti ce qui induit par conservation du débit l'atténuation de la CTRZ et un ralentissement de la rotation de l'écoulement au niveau global.

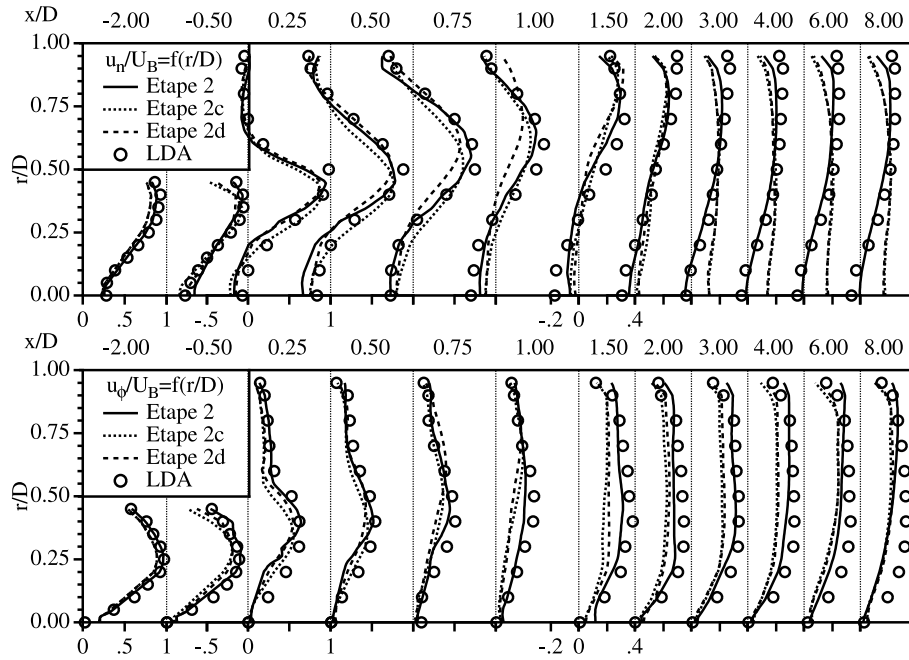


FIG. 3.33: Profils des composantes normale et orthoradiale de la vitesse moyenne à différentes abscisses pour les étapes 2, 2c et 2d.

Au niveau des fluctuations de vitesse (voir figure 3.34), les modèles de Smagorinsky prédisent des fluctuations légèrement inférieures au modèle de WALE en particulier dans les régions où la viscosité turbulente calculée est très différente, c'est à dire près des parois et dans le jet vrillé.

Les profils du nombre de swirl obtenus avec les modèles de Smagorinsky sont représentés à la figure 3.35. Ils atteignent un palier vers 2D, là où le jet impacte la

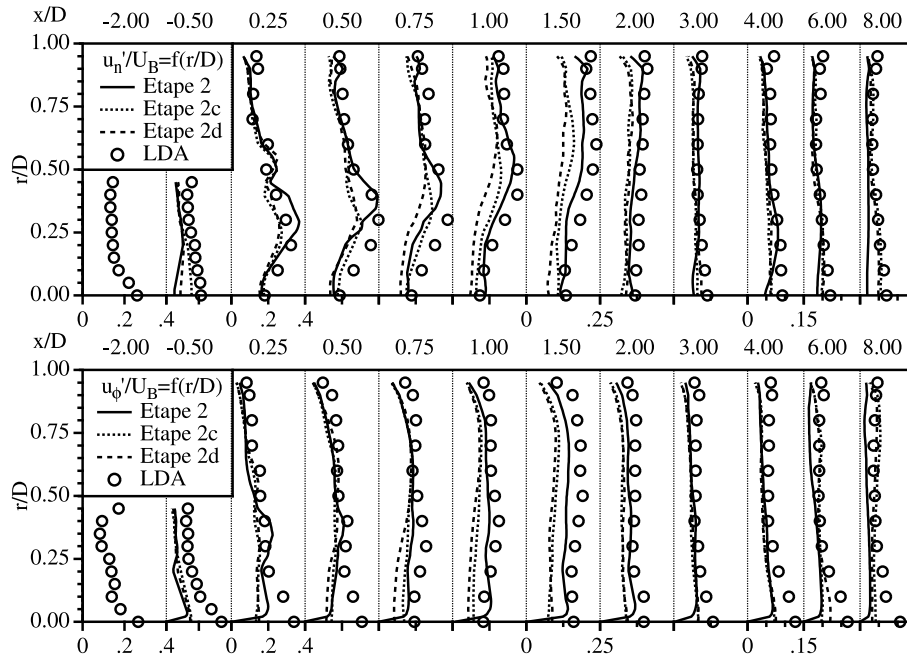


FIG. 3.34: Profils des composantes normale et orthoradiale de la fluctuation de vitesse à différentes abscisses pour les étapes 2, 2c et 2d.

paroi. Cela vient de la trop grande viscosité turbulente ajoutée par les modèles de Smagorinsky à cet endroit qui ralentit le jet.

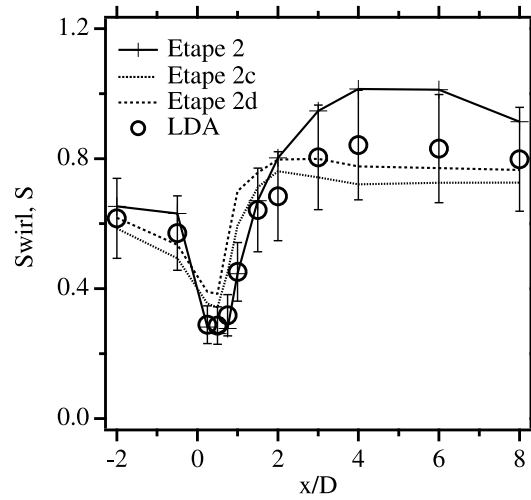


FIG. 3.35: Profils longitudinaux du nombre de swirl pour les étapes 2, 2b et 2c et les mesures expérimentales.

Influence des murs et de l'injection de turbulence

Les deux derniers paramètres testés sont la modélisation à la paroi et l'injection de turbulence en entrée. La résolution en proche paroi étant très faible (y^+ vaut environ 30 dans le conduit en aval de la marche), l'utilisation de murs non glissants constitue inévitablement une grossière approximation. Le champ de vitesse prédit près de la paroi est le résultat d'une combinaison entre la taille de la maille pariétal, le modèle de sous-maille, le schéma de convection et les termes de bord qui lui sont associés. Dans cette partie, on teste l'alternative possible aux murs non glissants qu'est l'utilisation de lois de parois. Il faut ajouter que les lois de parois utilisées ne sont valables qu'à l'équilibre pour des gradients de pression en proche paroi quasi nuls. L'utilisation de ces lois de parois requière également l'emploi du modèle de Smagorinsky.

L'utilisation de lois de parois impliquant des vitesses non nulles aux murs modifie les champs de vitesse normale (voir figure 3.36) au niveau de plusieurs points de vue. Le jet vrillé léchant la paroi du conduit en amont de la marche entraîne un éclatement du jet plus fort. Les zones de recirculation pariétales sont alors plus confinées mais également plus intenses. La zone de recirculation centrale est plus grande mais s'étend sur une distance à peu près similaire. L'injection de turbulence modifie totalement la structure de l'écoulement. Il paraît plus turbulent, le jet est fortement disloqué, la zone de recirculation centrale est très asymétrique.

On compare ensuite quantitativement les trois modélisations au niveau des murs. Les lois de paroi permettent de mieux reproduire l'intensité de la zone de recirculation centrale dont la vitesse est sur-estimée avec les murs non glissants. Cependant, les zones de recirculation pariétales ont des vitesses largement sur-estimées avec les murs glissants. Le jet calculé avec des murs glissants a un éclatement trop fort par rapport aux mesures et aux calculs avec murs non glissants. Cet effet ne peut être imputable au seul modèle de Smagorinsky qui avait un effet inverse avec des murs non glissants (voir figure 3.33). Au fur et à mesure que le jet vrillé se rattache aux murs, les résultats des trois méthodologies se confondent. Globalement, dans ce cas précis, l'injection de turbulence à l'entrée du domaine a une très faible influence sur les vitesses moyennes.

Le développement de la turbulence dans le conduit en amont de la marche est très proche pour les étapes 2 et 2e. L'injection de turbulence à l'entrée permet d'atteindre dès la deuxième coupe le bon niveau et la bonne forme des fluctuations des vitesses normale et orthoradiale. Les différences sur les profils en aval de la marche aboutissent à une conclusion plus mitigée sur l'intérêt de l'injection de turbulence. A $0.25 D$ en aval de la marche, les trois méthodologies donnent des résultats semblables au niveau des fluctuations de la vitesse normale. Pour la même coupe, les fluctuations de la vitesse orthoradiale sont mieux prédites avec des murs glissants et sans injection de turbulence. Cela est strictement lié à l'uti-

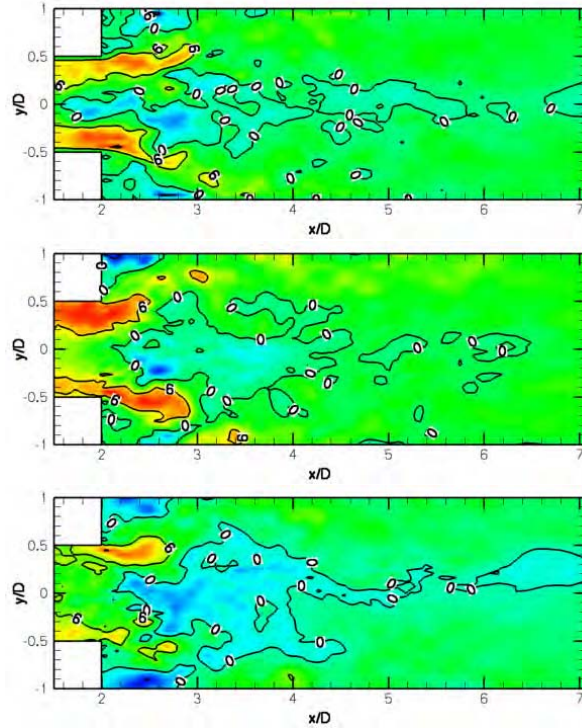


FIG. 3.36: Comparaison de champs instantanés de la vitesse normale en $m.s^{-1}$ pour les étapes 2, 2e et 2f.

lisation de lois de paroi et non du modèle de Smagorinsky. Les lois de parois imposent en quelques sortes la vitesse à la paroi, ce qui génère du bruit ou des fluctuations dans l'écoulement (le niveau de fluctuations près des murs est plus élevé avec des murs glissants). Ces fluctuations enrichissent les structures turbulentes de l'écoulement au niveau global et en particulier au centre de la géométrie. Toujours au même endroit juste en aval de la marche, on remarque que l'injection de turbulence prédit des fluctuations orthoradiales plus faibles que les deux autres méthodologies. Lorsque le jet impacte les murs, il est enfin plus ralenti avec les murs glissants. Cela atténue les fluctuations normale et orthoradiale entre 1 et 2 D en aval de la marche. Vers la fin de la géométrie, les fluctuations prédites par les trois méthodes sont très proches.

Malgré toutes les différences observées au niveau des profils des composantes normale et orthoradiale de la vitesse, les nombres de swirl pour les trois méthodologies sont très proches.

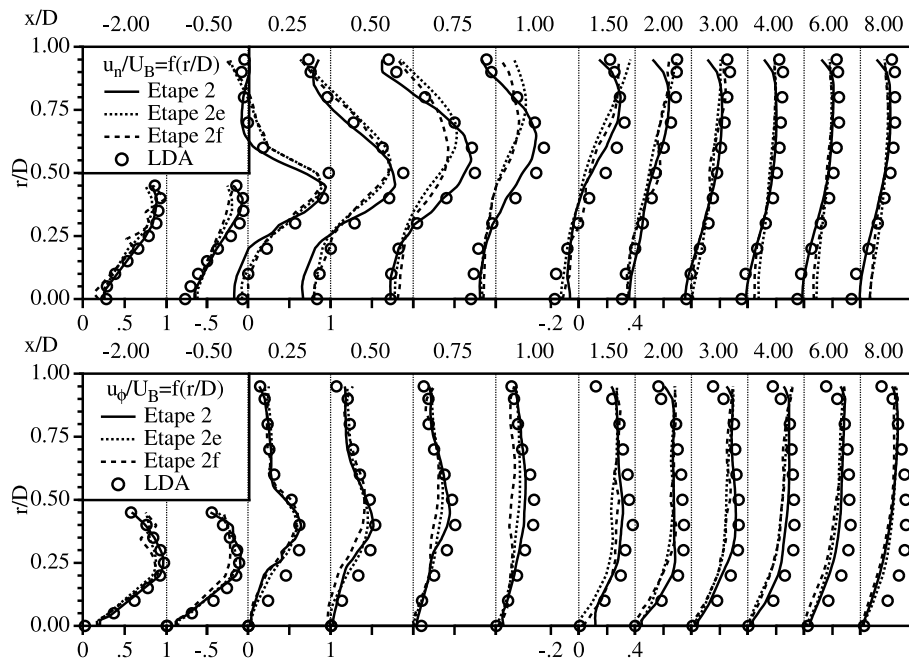


FIG. 3.37: Profils des composantes normale et orthoradiale de la vitesse moyenne à différentes abscisses pour les étapes 2, 2e et 2f.

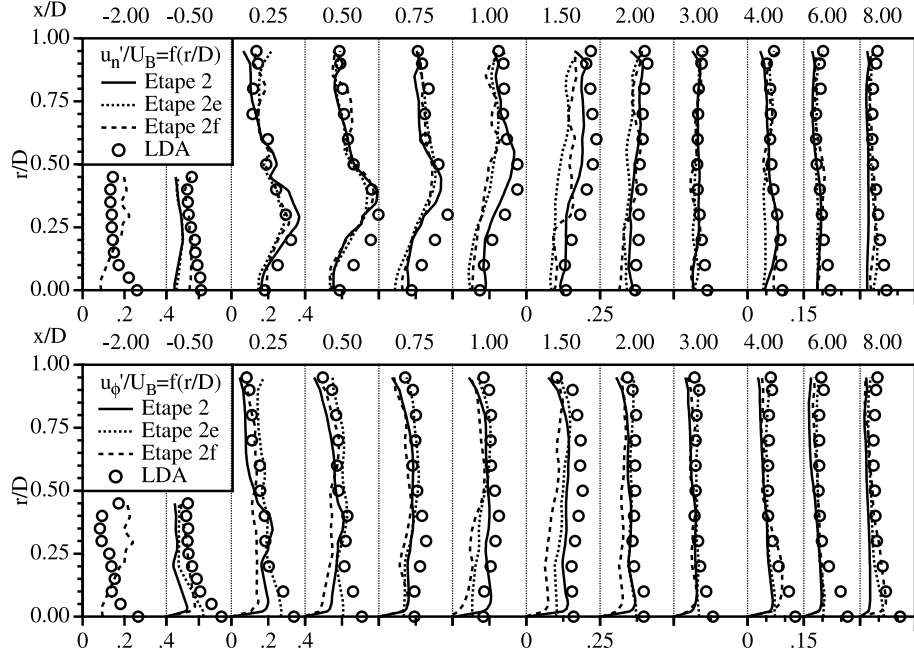


FIG. 3.38: Profils des composantes normale et orthoradiale de la fluctuation de vitesse à différentes abscisses pour les étapes 2, 2e et 2f.

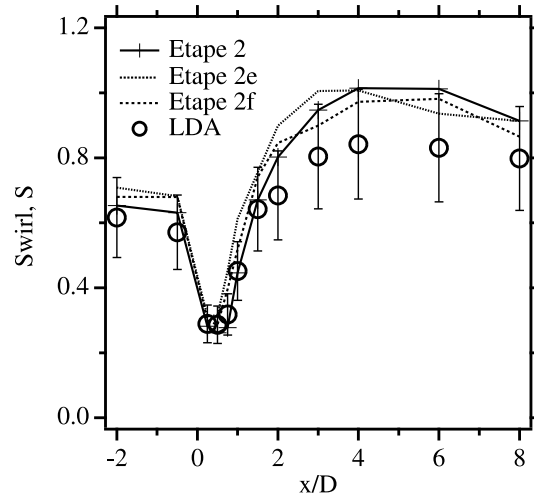


FIG. 3.39: Profils longitudinaux du nombre de swirl pour les étapes 2, 2e et 2f et les mesures expérimentales.

3.4 Influence du swirl

Dans ce paragraphe, on s'intéresse à l'influence du nombre de swirl imposé en entrée sur l'écoulement en aval de la marche. Dellenback [31] [32] a étudié en détails l'influence de ce paramètre sur la typologie de l'écoulement pour plusieurs nombres de Reynolds. L'objectif est ici de reproduire à l'aide de la simulation aux grandes échelles le régime transitoire étudié par Dellenback pour un Reynolds de 30000 en faisant varier le nombre de swirl à l'entrée de 0.6 à 0.05. La figure 3.40 représente l'évolution par paliers du nombre de swirl imposé à l'entrée du domaine.

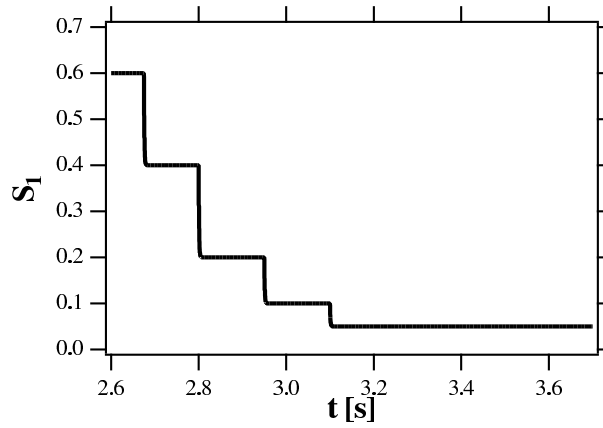


FIG. 3.40: Modifications par paliers du nombre de swirl en entrée, S_1 .

A partir de la formule 2.6 et de la forme des profils de vitesses normale et ortho-radiale imposée à l'entrée du domaine de calcul, on déduit la relation 3.15.

$$S = \frac{u_{n,max} u_{\phi,max}}{u_{n,max}^2 R} \frac{\int f_{u_n}(r) f_{u_{\phi}}(r) r^2 dr}{\int f_{u_n}(r)^2 r^2 dr} \quad (3.15)$$

Afin de réduire au maximum le temps de calcul et le temps de convergence, le débit imposé ne varie pas au cours du régime transitoire, comme le montre la figure 3.41.

Ainsi, la diminution du nombre de swirl à imposer entre la phase $n - 1$ et la phase suivante n consiste à diminuer la vitesse orthoradiale imposée à l'entrée dans le même rapport, comme le montre l'équation 3.16.

$$\frac{S_n}{S_{n-1}} = \frac{u_{\phi,max}|_{S_n}}{u_{\phi,max}|_{S_{n-1}}} \quad (3.16)$$

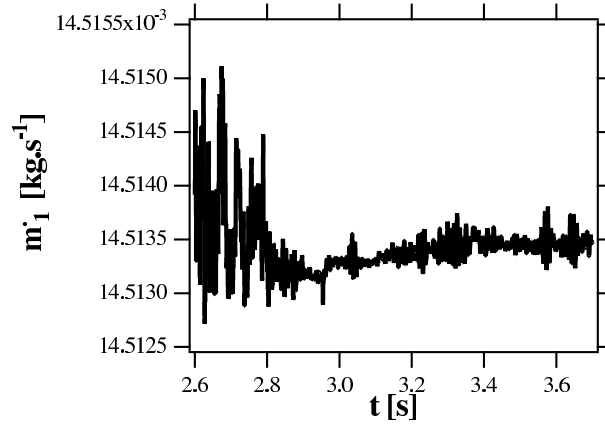


FIG. 3.41: Evolution temporelle du débit entrant au cours du régime transitoire.

Chaque phase du régime transitoire dure 0.15 s, sauf la dernière phase avec un swirl à 0.05 qui dure 0.55 s. La durée de chaque phase correspond à un compromis entre temps de calcul et deux critères de convergence.

- La durée de chaque phase du régime transitoire doit d'abord être proche d'un temps convectif, τ_C , défini par la relation 3.2. Comme la diminution de la vitesse orthoradiale modifie la totalité de l'écoulement dans le domaine de calcul, et comme le problème étudié est elliptique, il est nécessaire d'attendre au minimum un temps convectif pour atteindre un régime presque stable. On attend ici un peu moins d'un temps convectif, ce qui est suffisant pour analyser la typologie de l'écoulement proche de la marche et qui permet de limiter le temps de calcul.
- Le deuxième critère prend en compte une des spécificités des écoulements vrillés. Dans ces écoulements, une zone de recirculation est localisée sur l'axe en aval de la marche. Cette zone de recirculation centrale a un temps caractéristique, τ_S complètement différent du temps convectif. L'équation 3.17 permet de calculer simplement un temps caractéristique de la zone de recirculation, basé sur le temps que met l'écoulement pour faire un tour sur lui-même.

$$\tau_S = \frac{\pi D}{u_{\phi, \max}} \quad (3.17)$$

τ_S est calculé pour chaque phase. Le tableau 3.3 montre qu'entre la première et la dernière phase du régime transitoire τ_S est multiplié par 12. Il montre de plus que le nombre de tours effectué par l'écoulement au cours de chaque phase de 0.15 s varie fortement. Pour les deux dernières phases, la durée de base ne suffit pas à atteindre un régime totalement stabilisé. Pour cette raison, la durée de la dernière phase a été rallongée pour que dix cycles de rotation de l'écoulement

soient réalisés au cours de celle-ci.

Swirl	τ_s [ms]	Nombre de cycles de rotation
0.6	15	10
0.4	22.5	6.6
0.2	45	3.3
0.1	90	1.65
0.05	180	< 1

TAB. 3.3: Temps caractéristique de rotation de l'écoulement pour les différentes phases du régime transitoire.

3.4.1 Résultats locaux

L'enregistrement temporel durant le régime transitoire au point D (voir schéma 3.1) de la vitesse normale est représenté à la figure 3.42. Celui de la vitesse ortho-radiale est tracée sur le graphique 3.43.

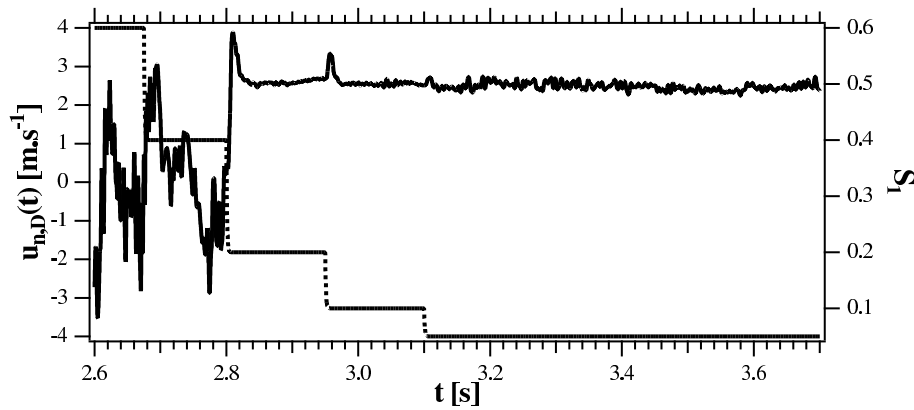


FIG. 3.42: Evolution temporelle de la vitesse normale au point D et du swirl à l'entrée, S_1 .

Pour les nombres de swirl élevés ($S_1 = 0.6$ et 0.4), la vitesse normale au point D varie autour de zéro. Elle indique la présence d'une zone de recirculation centrale très instationnaire. Pour des nombres de swirl plus faibles, il n'y a plus de zone de recirculation centrale (à noter que l'écoulement reste très instationnaire). On peut dès lors différencier deux régimes d'écoulement différents, qui correspondent aux forts et aux faibles nombres de swirl à l'entrée, avec une zone de transition aux

alentours de 0.4 et 0.2 pour le nombre de swirl à l'entrée. Expérimentalement, la même observation a été faite. Le seuil de transition pour passer d'un écoulement vrillé avec zone de recirculation centrale à un écoulement vrillé sans zone de recirculation a été observé pour un nombre de swirl en entrée proche de 0.18, ce qui est en adéquation avec le résultat obtenu numériquement.

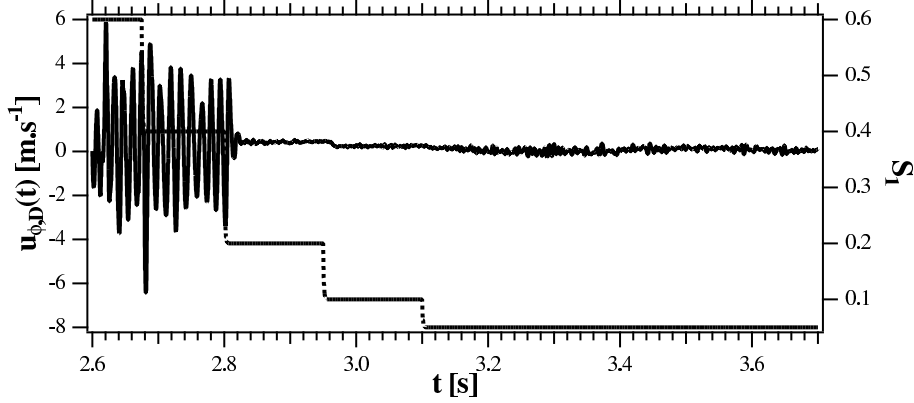


FIG. 3.43: Evolution temporelle de la vitesse orthoradiale au point D et du swirl à l'entrée, S_1 .

L'évolution temporelle de la vitesse orthoradiale au point D au cours du régime transitoire montre clairement la présence de trois régimes d'écoulement. Les fortes oscillations au point D correspondent à la présence d'un PVC. En observant la figure 3.43, trois différents régimes de précession peuvent alors être distingués. Pour un swirl en entrée de 0.6 ou de 0.4, on observe une très forte instationnarité du PVC. Pour un swirl intermédiaire allant de 0.2 à 0.1, il n'y a quasiment plus de phénomène de précession dans l'écoulement. Pour un swirl très faible de 0.05, on observe de nouveau des fluctuations sur la vitesse orthoradiale, qui correspondent à un PVC, ou plutôt une structure instationnaire asymétrique dans le sillage de la marche.

3.4.2 Analyse des champs 2D

La figure 3.44 représente pour les cinq phases un champ instantané de la vitesse normale. Pour les nombres de swirl à l'entrée de 0.6 et de 0.4, on observe la présence d'une zone de recirculation centrale, qui est plus réduite pour le swirl de 0.4. L'éclatement du jet vrillé est plus important pour le swirl de 0.6 que le swirl de 0.4, ce qui a été observé en particulier par Gupta et al. [47]. Les zones de recirculation pariétales sont plus faibles pour le swirl valant 0.6 que pour celui valant 0.4, évolution inverse à celle de la zone de recirculation centrale. Pour

les nombres de swirl à l'entrée de 0.2 et 0.1, l'écoulement vrillé pénètre dans le cylindre en aval de la marche avec un éclatement quasi nul. On n'observe plus de zone de recirculation centrale. Les zones de recirculation pariétales s'étendent sur près de 3 D en aval de la marche, au lieu d'un seul D pour les swirl plus élevés. Enfin pour le plus petit nombre de swirl imposé (0.05), l'écoulement paraît plus asymétrique que pour les swirl modérés de 0.1 et 0.2. La zone de recirculation pariétale située en haut du champ de vitesse s'étend ainsi sur 5 D alors que celle en bas du champ de vitesse ne mesure que 2 D.

Afin d'observer la dynamique des phénomènes de précession pour les différentes phases du régime transitoire, quatre champs instantanés de pression séparés de 1.25 ms sont représentés à la figure 3.45 pour chaque nombre de swirl imposé à l'entrée². Pour les grands nombres de swirl (0.4 et 0.6), on observe la présence d'une dépression déaxée par rapport à l'axe de symétrie de la géométrie qui tourne dans le même sens que l'écoulement, c'est à dire dans le sens direct. Pour un swirl imposé en entrée de 0.2, la zone de dépression est localisée sur l'axe de symétrie de la géométrie. Il est dès lors très difficile de conclure si elle a une rotation propre, différente de celle induite par l'écoulement. Enfin, pour les faibles nombres de swirl et surtout pour le plus faible, on observe de nouveau une dépression déaxée par rapport à l'axe de symétrie de la géométrie. Cette structure semble apparaître difficilement pour le swirl en entrée valant 0.1. Par contre cette structure est très présente pour le swirl valant 0.05. Elle semble même avoir une rotation propre (certes très faible) dont le sens est contraire au sens de rotation de l'écoulement.

Le tableau 3.4 récapitule l'ensemble des régimes d'écoulement rencontrés ainsi que les régimes de précession associés au cours de la diminution du nombre de swirl à l'entrée. Il compare les observations réalisées à partir des calculs LES et celles effectuées par Dellenback à partir des mesures LDA.

3.4.3 Analyse fréquentielle

Plus quantitativement, le nombre de Strouhal du PVC a été calculé au point D pendant les différentes phases du régime transitoire à partir de la relation 3.14. On obtient le graphique 3.46, représentant le nombre de Strouhal en fonction du nombre de swirl imposé à l'entrée. La fréquence de rotation du PVC diminue quand le swirl diminue jusqu'à atteindre un swirl critique de 0.2. Là, le PVC ralentit jusqu'à ne plus tourner du tout. Pour des nombres de swirl plus petits, le PVC tourne de nouveau mais dans le sens contraire au sens de rotation de l'écoulement, ce que l'on indique sur la figure par un nombre de Strouhal négatif.

²Les niveaux de pression représentés ont été choisis pour permettre de visualiser au mieux les zones de haute et de basse pression. Ils peuvent être différents d'une phase à l'autre du régime transitoire.

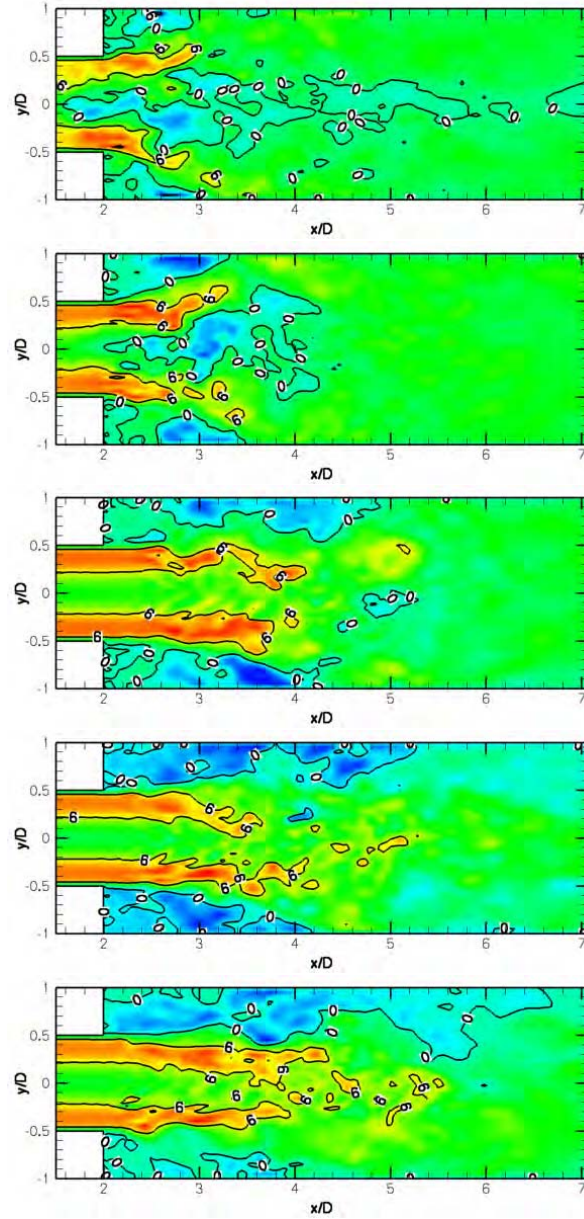


FIG. 3.44: Champs instantanés de la vitesse normale u_n en $m.s^{-1}$ pour des nombres de swirl imposés à l'entrée de 0.6, 0.4, 0.2, 0.1 et 0.05 (de haut en bas).

Dans la littérature, Guo et al. [46] [45] ont reproduit en utilisant l'approche VLES pour un écoulement avec un nombre de Reynolds de 10^5 les différentes typologies d'écoulement en imposant différents nombres de swirl à l'entrée. Ils aboutissent aux mêmes conclusions que celles obtenues dans ce travail. Cependant, ils ne

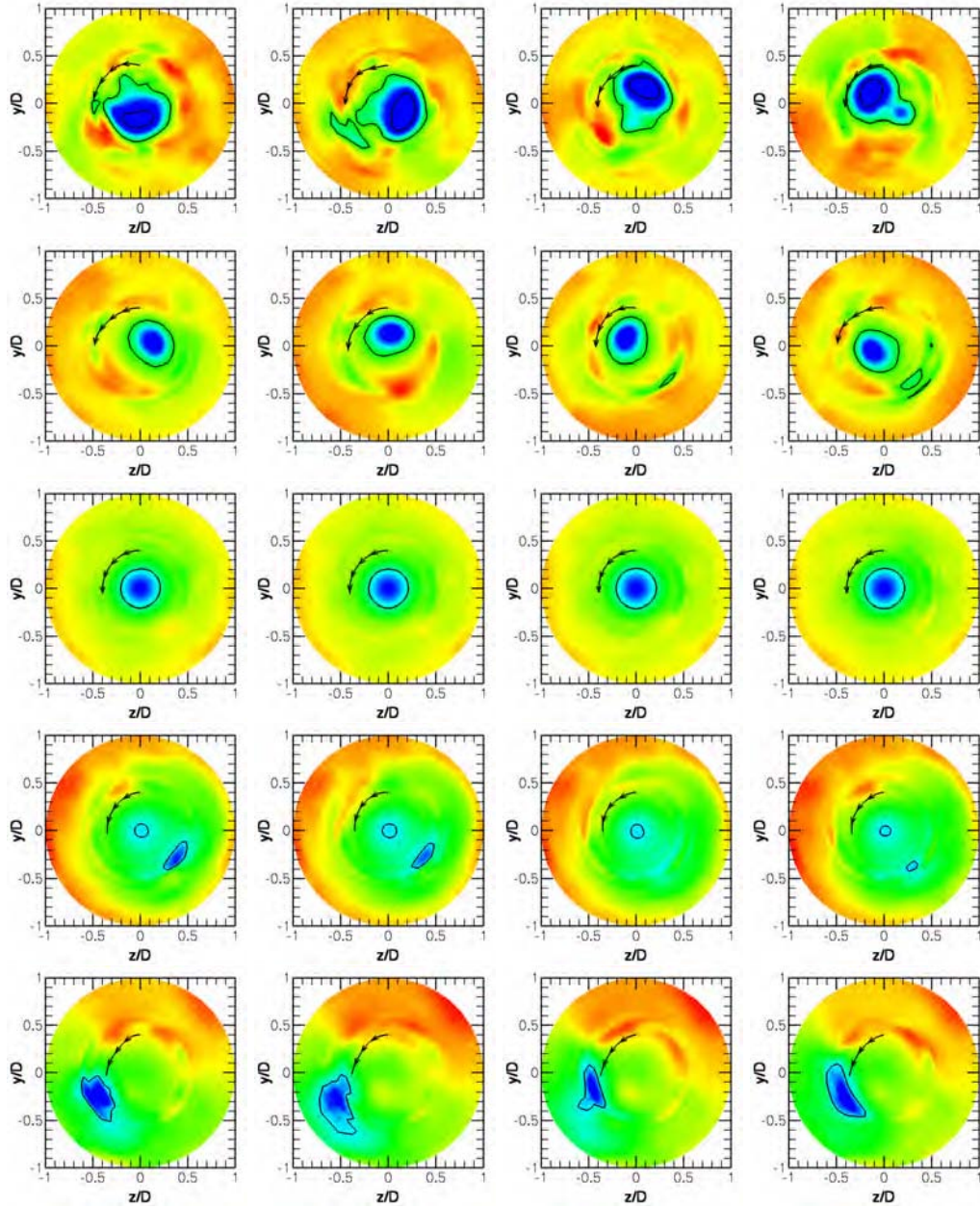


FIG. 3.45: Champs instantanés de pression en Pa séparés de 1.25 ms pour des nombres de swirl imposés à l'entrée de 0.6, 0.4, 0.2, 0.1 et 0.05 (de haut en bas).

comparent pas quantitativement les nombres de Strouhal qu'ils obtiennent pour les différents nombres de swirl avec des mesures expérimentales. Cette étude mériterait une analyse approfondie des instabilités hydrodynamiques

Seuils de transition		Phénomènes de Précession
Expérience	LES	
$S_1 > 0.37$	$S_1 \geq 0.4$	Ecoulement et PVC tournent dans le même sens
$0.18 < S_1 < 0.37$	$0.2 < S_1 < 0.4$	Le PVC se concentre sur l'axe de la géométrie
$0 < S_1 < 0.18$	$0 < S_1 < 0.2$	Ecoulement et PVC tournent dans deux sens différents

TAB. 3.4: Récapitulatif des régimes d'écoulement et de précession observés expérimentalement et numériquement en fonction du nombre de swirl imposé à l'entrée.

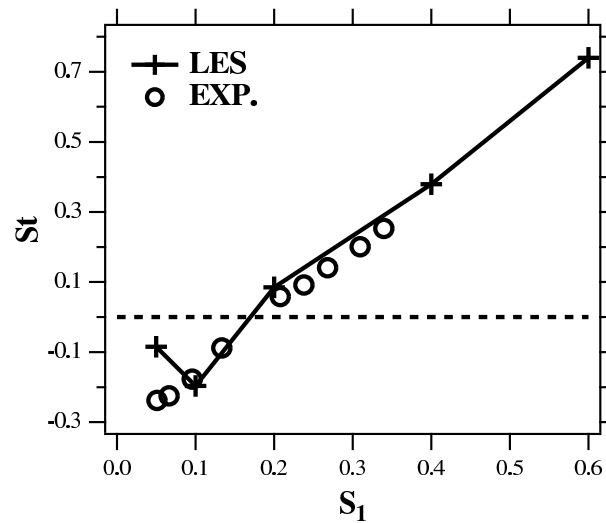


FIG. 3.46: Nombre de Strouhal, St (définis par la relation 3.14) en fonction du nombre de swirl pour un nombre de Reynolds fixé à 30000.

prises en évidence. Cette analyse ne sera pas menée dans ce travail. De nombreux auteurs ont étudié les instabilités hydrodynamiques dans les écoulements ouverts. Huerre et Rossi [55] proposent une référence complète de ces instabilités. Billant et Chomaz [15] ont étudié tout particulièrement les instabilités liées aux phénomènes de précession dans les écoulements ouverts en les identifiant comme des instabilités de type convectives ou absolues.

3.5 Synthèse

Les études réalisées dans ce chapitre dans une marche descendante ont montré la capacité de la LES à prédire un écoulement turbulent en moyenne et ses fluctuations malgré un maillage relativement grossier. La faible résolution en proche paroi (y^+ de l'ordre de 50) permet toutefois de capturer avec une précision satisfaisante les décollements et les rattachements du fluide aux parois pour le jet purement axial. La résolution pour ce cas a été évaluée par deux méthodes simples et semble suffisante puisque 76 % de l'énergie cinétique est résolue.

La LES permet également de capturer correctement la dynamique d'un jet vrillé en prédisant un éclatement du jet accru par rapport au jet non vrillé. L'écoulement moyen et ses fluctuations sont prédits avec une bonne précision. Les instationnarités de l'écoulement comme le PVC sont capturées par le calcul LES.

Afin de renforcer la validation des calculs LES pour le jet vrillé, une étude paramétrique est réalisée. Les paramètres numériques critiques sont modifiés et leur influence est évaluée. L'utilisation de maillages non structurés bien que très intéressante d'un point de vue de la génération de maillage, nécessite une attention particulière afin d'éviter des déraffinements trop brusques qui conduisent à une dégradation rapide des résultats. Pour le jet vrillé étudié et le maillage structuré, l'utilisation d'un schéma numérique du troisième ordre a un impact relativement faible. La modélisation à la paroi est critique en aérodynamique. Malgré la résolution limitée, les murs non glissants assurent une meilleure prédiction que les lois de paroi. L'injection de turbulence a peu d'impact dans ce cas à haut Reynolds, du fait que l'écoulement est fortement cisailé et que l'entrée est relativement loin de la zone de test. Une injection de turbulence ne peut se justifier réellement que pour un cas où l'écoulement est purement axial par exemple (peu de cisaillement d'où un temps de développement de la turbulence plus important) et où l'entrée est proche de la zone étudiée.

Enfin, la LES a permis de reproduire avec une bonne précision l'influence du swirl à l'entrée sur l'écoulement en aval de la marche. Les différents régimes d'écoulement sont capturés pour des valeurs de seuil cohérentes avec celles observées expérimentalement. Les nombres de Strouhal obtenus sont également cohérents avec ceux des mesures.

Chapitre 4

Etape 3 : Elargissement brusque avec soupape

Dans cette troisième étape, la géométrie est constituée en plus d'une marche descendante, comme pour les étapes 1 et 2, d'une soupape. Néanmoins, le banc voulu considéré ici reste un cas plus simple, que celui qui est traité au chapitre 5. Le conduit d'admission est droit et l'écoulement en amont et en aval de la soupape est purement axial.

L'objectif est d'évaluer la capacité de la LES à prédire l'écoulement traversant un rideau de soupape à forte levée et l'écoulement en aval de celle-ci, en se référant à des mesures expérimentales de vitesses et de pression (Graftieux et al. [44]), des calculs RANS (Lebrère [64]) et des calculs LES (Soulères [111]). Ce cas test est également l'occasion de mettre en oeuvre différentes techniques de post-traitement qui peuvent réduire significativement le temps de calcul et de diagnostic.

4.1 Description

4.1.1 Domaine de calcul

Comme pour les étapes 1 et 2, le choix du domaine de calcul est critique. Il résulte du compromis entre la prise en compte d'un maximum d'éléments du montage expérimental, des capacités de calculs disponibles et de la facilité de l'imposition des conditions aux limites. Le domaine choisi est représenté à la figure 4.1. Il se compose d'un conduit d'admission droit et d'un cylindre d'un diamètre de $2R$ et d'une longueur de $5R$, avec R , son rayon qui vaut 60 mm . Le conduit d'admission se caractérise par un diamètre de $0.57R$ et une longueur $1.73R$. Il est traversé d'un bout à l'autre par la tige de soupape. Le diamètre de cette dernière se réduit

de moitié au bout de $1.5 R$. La tête de soupape est directement fixée sur cette dernière. La levée de soupape est de $0.17 R$, soit 10 mm .

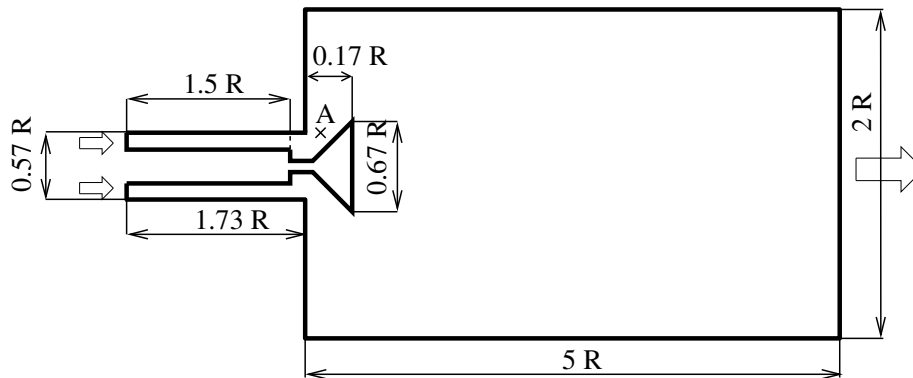


FIG. 4.1: Domaine de calcul étudié avec ses dimensions et position du point A situé dans le jet de soupape.

La condition en entrée est relativement simple à définir puisque l'écoulement entrant est supposé purement axial. Toutefois, les mesures réalisées montrent qu'un léger mouvement de rotation est initié malgré toutes les précautions prises. Une attention particulière doit être apportée à la condition de sortie. L'écoulement à $5 R$ en aval de la soupape peut ne pas être encore totalement rattaché aux murs. L'imposition de la pression mesurée expérimentalement en sortie peut alors être plus délicate. Tous les résultats présentés dans ce chapitre utilisent des murs non glissants pour modéliser les parois.

4.1.2 Maillage

Bien que le cas traité dans cette étape 3 ne soit considéré que comme un cas test, il constitue tout de même un banc volute difficile à traiter en LES du fait de sa taille (l'alésage du cylindre vaut 120 mm). Le calcul LES d'un tel banc volute requière un nombre de mailles important afin de discrétiser convenablement le siège et le rideau de soupape et le cylindre.

Le maillage structuré réalisé est composé de 413000 noeuds ou 398000 hexaèdres. Les mailles les plus petites sont localisées au niveau du rideau de soupape et elles ont une taille de l'ordre de 0.3 mm .

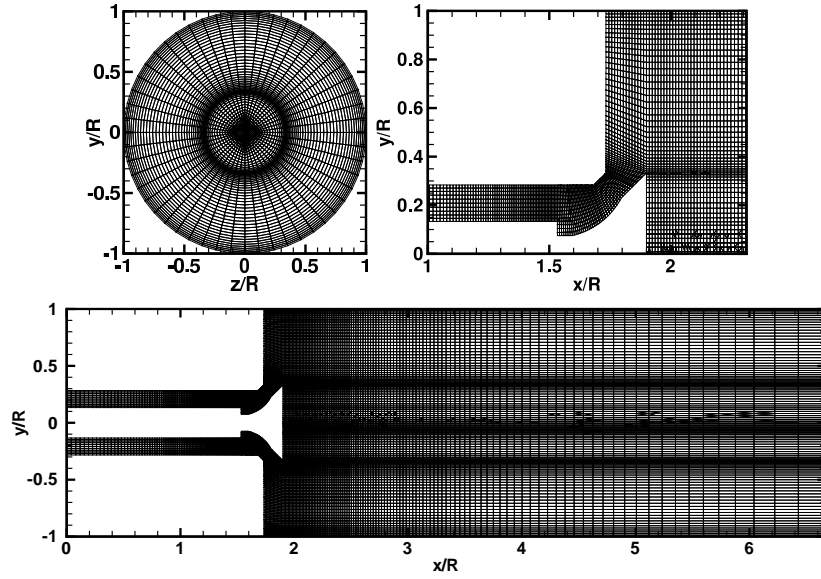


FIG. 4.2: Coupes transversale et longitudinales du maillage structuré réalisé.

4.2 Résultats

4.2.1 Statistiques de l'écoulement

Une fois l'écoulement stabilisé, des statistiques sont calculées à partir des vitesses normale et orthoradiale à différentes abscisses dans le cylindre. Ces statistiques ont été réalisées sur une période de 100 ms , ce qui correspond à $1.38\tau_C$ ¹. Le paragraphe 4.3.2 montre l'influence de la période d'échantillonnage sur la qualité des statistiques. La figure 4.3 représente les profils à $\frac{1}{3}R$ et à $\frac{7}{6}R$ en aval de la culasse de la vitesse normale et de sa fluctuation pour les calculs LES réalisés dans ce travail, ceux réalisés avec le code NSMB par Soulères [111], pour les calculs RANS réalisés avec KIVA par Lebrère [64] et les mesures LDA réalisées par Graf-tieux [44]. Les mesures LDA réalisées montrent que l'écoulement entrant dans le banc volute a un léger mouvement de rotation. Ce mouvement a été initié accidentellement par un élément du montage expérimental. Pour cette raison, aucune comparaison entre les calculs LES et les mesures n'est réalisée sur la moyenne et la fluctuation de la vitesse orthoradiale.

A $\frac{1}{3}R$ en aval de la culasse, on distingue nettement sur le profil expérimental de vitesse normale, la forme du jet de soupape, qui se compose d'une légère sous-

¹Le temps convectif du banc volute droit est calculé à partir de la relation 3.2 en décomposant le domaine en deux parties, dans lesquelles l'écoulement est supposé avoir une vitesse constante directement liée à la section.

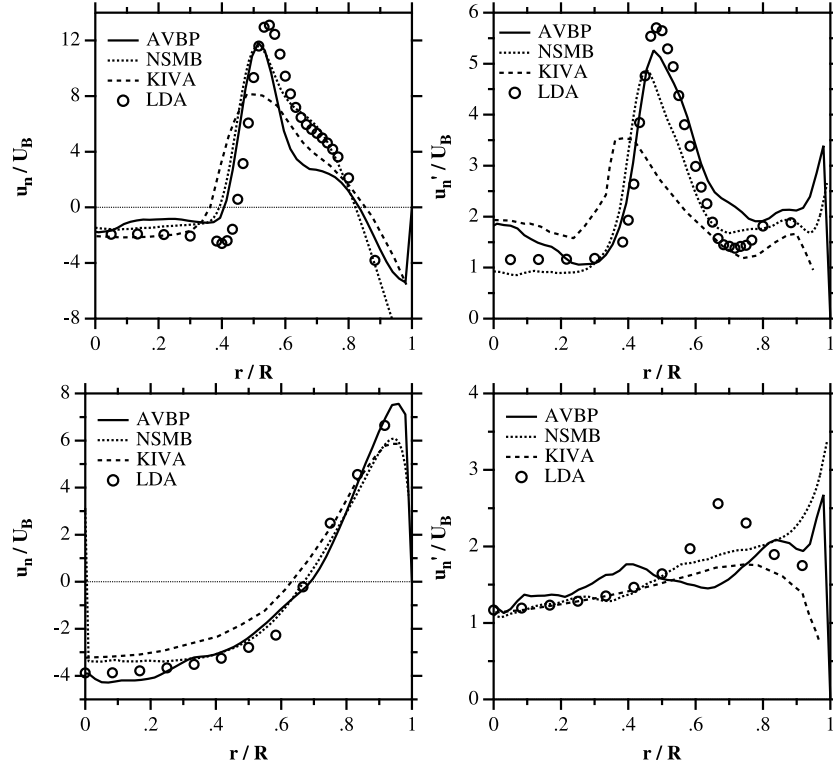


FIG. 4.3: Profils de la moyenne et des fluctuations de la vitesse normale à $\frac{1}{3} R$ (haut) et à $\frac{7}{6} R$ (bas).

vitesse à $0.4 R$ liée à la zone de recirculation centrale et à l'éclatement du jet, du pic à $0.5 R$, qui est légèrement incliné puisque le jet s'éclate progressivement, et d'un bourrelet sur le flanc extérieur du jet entre $0.6 R$ et $0.8 R$, qui peut provenir de la forme du siège de soupape. Les calculs LES réalisés avec AVBP et NSMB capturent de manière acceptable la zone de recirculation centrale et la position du pic de vitesse. Le bourrelet du jet ainsi que la zone de recirculation pariétale sont par contre mieux prédits par le calcul LES réalisé avec NSMB. Le calcul RANS prédit correctement la zone de recirculation centrale mais ne distingue pas réellement la forme particulière du jet. Il prédit de plus approximativement la position du jet.

Les fluctuations de vitesse normale sont quand à elles correctement prédites en position et en intensité par les deux calculs LES. Des imperfections existent au niveau des fluctuations dans la zone de recirculation centrale pour le calcul AVBP et au niveau de la zone de recirculation pariétale pour les deux calculs LES. La sur-estimation des fluctuations aux parois est caractéristique de l'utilisation du modèle WALE, qui prédit une viscosité turbulente nulle à la paroi. Le calcul RANS pré-

dit un pic de fluctuations deux fois trop faible. Ce pic de fluctuations est de plus décalé de $2 R$ par rapport à celui des mesures.

A $\frac{7}{6} R$ en aval de la culasse, le jet de soupape impacte la paroi et la zone de recirculation centrale s'étend sur près de 60 % du diamètre du cylindre. Les calculs LES et le calcul RANS donnent des résultats parfaitement cohérents avec les mesures expérimentales au niveau de la moyenne de la vitesse normale. On observe des différences nettement plus importantes sur le profil des fluctuations de vitesse normale. Les fluctuations sont bien prédites dans la zone de recirculation mais le pic de fluctuation à $0.6 R$ n'est capté par aucun calcul. Celui peut soit provenir pour les calculs LES d'un temps de convergence trop faible ou soit de la condition de sortie, qui entraverait le rattachement progressif de l'écoulement aux parois.

Afin de caractériser plus finement le jet de soupape, les champs des fluctuations des vitesses normale et radiale au niveau du jet sont représentés à la figure 4.4. Les fluctuations de vitesses sont intenses dans le sillage des détails géométriques, comme la rupture de section de la tige, le siège et la tête de soupape. Ces zones de forts cisaillements sont également génératrices d'un bruit non négligeable, puisque les fluctuations de pression atteignent dans le sillage du siège et de la tête de soupape près de 1000 Pa (voir figure 4.5).

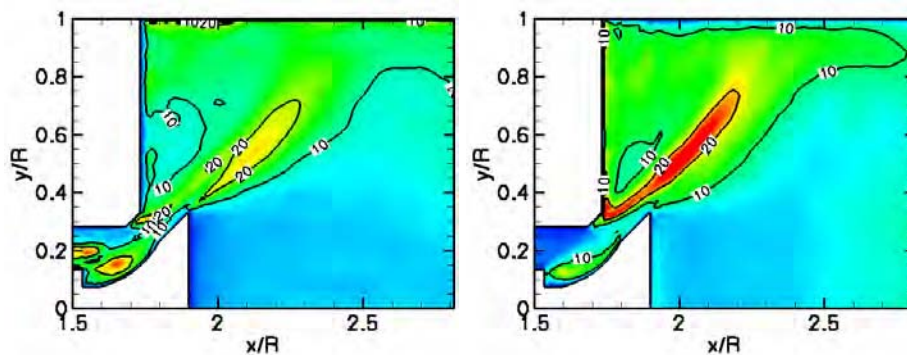


FIG. 4.4: Champs des fluctuations des vitesses normale et radiale en $m.s^{-1}$.

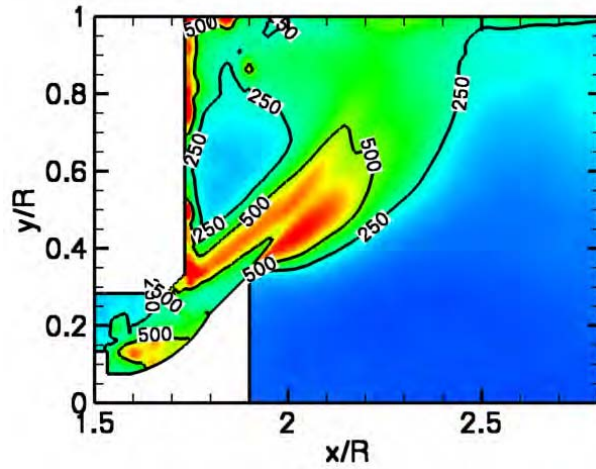


FIG. 4.5: Champ des fluctuations de pression en Pa.

La figure 4.6 présente sur une coupe longitudinale sur l'axe de la géométrie, l'évolution de la vitesse normale et de la pression statique. Le calcul LES réalisé avec AVBP permet de retrouver avec une bonne précision la taille de la zone de recirculation. La vitesse y est par contre sur-estimée à plus de 10 %. Le calcul RANS ne permet pas de capturer correctement la taille de la zone de recirculation qui se trouve sur-estimer de $1R$. De plus, il sous-estime à plus de 20 % les vitesses dans cette zone. Le profil de pression statique obtenu avec le calcul AVBP est très proche de celui mesuré expérimentalement. La diminution de pression dans le conduit d'admission liée à la rupture de section de la tige est capturée avec précision. La perte de charge singulière liée à la soupape est légèrement sous-estimée par le calcul LES. Les mesures donnent une perte de charge de l'ordre de 2300 Pa, alors que le calcul LES l'évalue à un peu plus de 2000 Pa. En utilisant la relation 2.2 de Idel'Cik [56], on calcule une perte de charge de 2550 Pa avec une vitesse débitante de $50 m.s^{-1}$ et un coefficient de perte de charge $\zeta \simeq 1.59$. Les ordres de grandeur de la perte de charge de la soupape donnés par la corrélation empirique, les mesures et le calcul LES sont cohérents. On observe à $0.7 R$ en aval de la soupape un pic de pression de 500 Pa lié à l'impact du jet de soupape sur les parois. Ce pic est parfaitement capturé par la LES. Le jet rebondissant ensuite sur la paroi, on observe une dépression très faible vers $1 R$ en aval de la soupape. Le profil de pression se stabilise ensuite au fur et à mesure que l'écoulement se rattaché aux parois. L'adéquation très satisfaisante entre le calcul LES et les mesures de pression doit être fortement liée au fait que la perte de charge singulière due à la soupape est nettement plus importante que les pertes de charge linéiques le long des parois. En effet, près de la soupape, le maillage bien qu'encore trop grossier

est tout de même plus raffiné que celui utilisé dans le conduit et le cylindre.

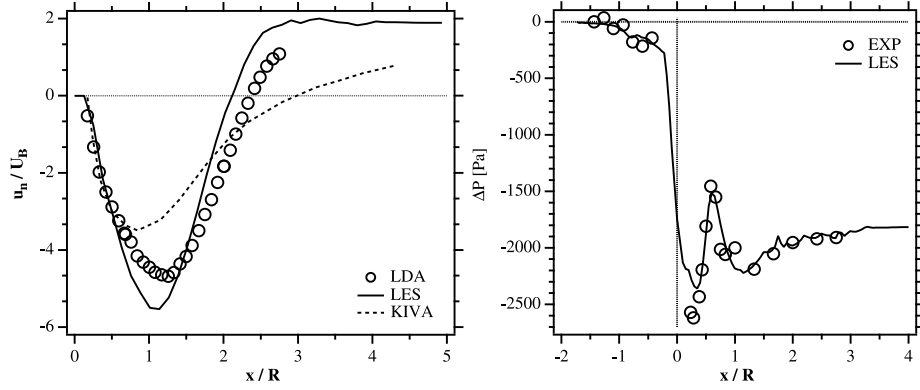
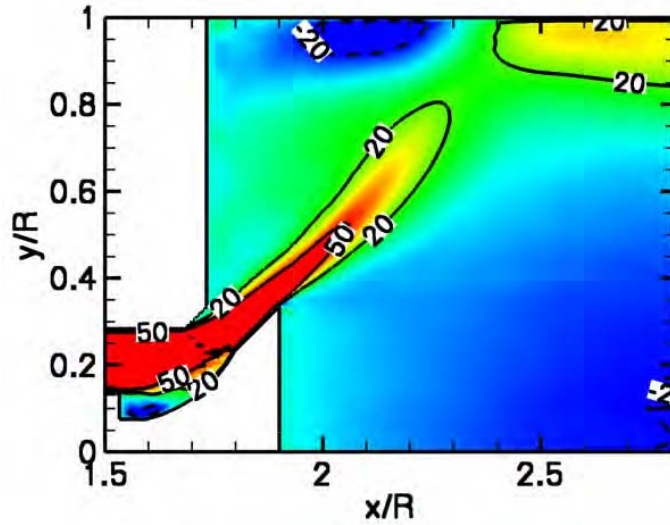


FIG. 4.6: Profils longitudinaux de vitesse normale et de pression.

Enfin, on calcule la perméabilité du banc volute à partir des mesures et du calcul LES réalisé avec AVBP à l'aide de la relation 2.3. La perméabilité prédite par le calcul LES vaut 0.69 contre 0.654 pour les mesures, ce qui représente une erreur relative de 5.5%. La surface de passage effective normalisée ($\frac{A_E}{A_C}$) vaut 0.689. Cette valeur signifie que la surface nécessaire pour faire passer un fluide parfait subissant une détente isentropique au travers une tuyère avec le même débit vaudrait 69 % de la surface du rideau de soupape (A_C) du présent banc volute. L'ordre de grandeur de $\frac{A_E}{A_C}$ obtenue est en accord avec Annand et Roe [2] (voir figure 2.4). Elle est toutefois plus élevée puisqu'elle correspond à $\frac{L_S}{D_S} = 0.25$.

Le jet moyen (vitesse normale), présenté à la figure 4.7 reste attaché à la tête de soupape mais décolle complètement du siège de soupape dès $1.7 R$. Cette typologie du jet à forte levée (10 mm) diffère de celle observée par Annand et Roe [2] (voir figure 2.5), puisque dans cette dernière, le jet à forte levée décolle à la fois du siège et de la tête de soupape. La typologie de jet proposée par Annand et Roe ne constitue qu'un exemple de jet dans une géométrie très simpliste. Dans notre cas, le jet semble ne pas décoller au niveau de la tête de soupape à cause de la rupture de section de la tige de soupape à $1.5 R$. Cette rupture crée une zone de recirculation qui s'étend jusqu'à la tête de soupape, obligeant le jet à impacter la tête de soupape sur le bord, ce qui limite son décollement.

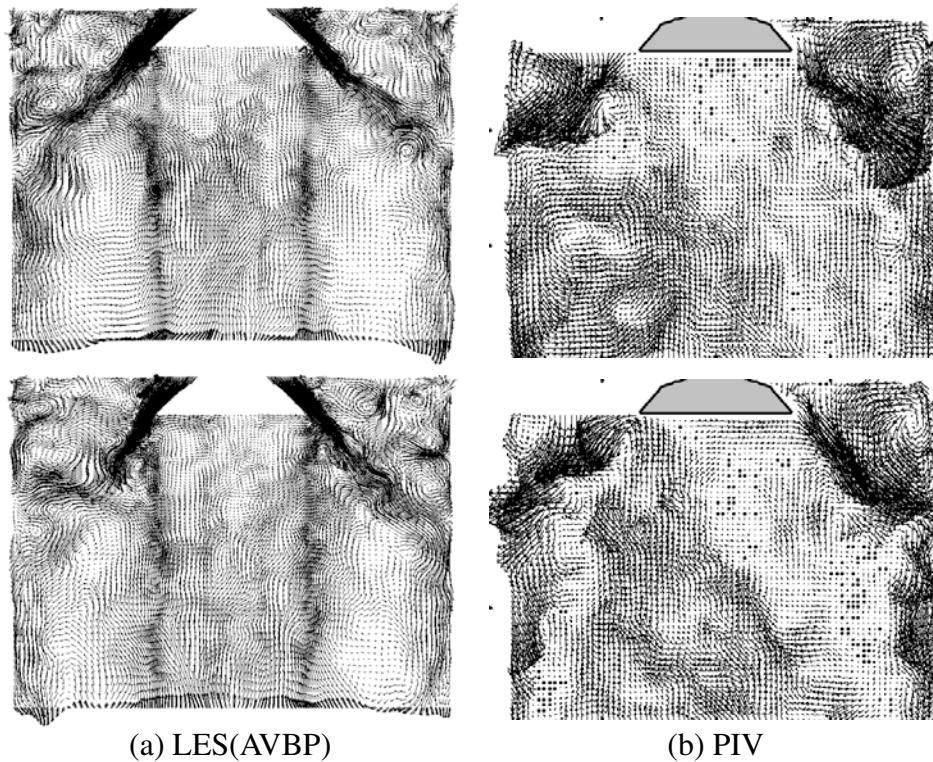
FIG. 4.7: Champ moyen de la vitesse normale en $m.s^{-1}$.

4.2.2 Dynamique du jet de soupape

Vecteurs-vitesse

Le jet de soupape instantané a une structure très différente du jet moyen, décrit au paragraphe 4.2.1. Les deux champs instantanés présentés à la figure 4.1 obtenus par le calcul LES et les mesures PIV montrent de fortes disparités dans la forme du jet au cours du temps. L'angle d'ouverture du jet varie entre 70° (pour le deuxième champ) et 90° (pour le premier champ). Le jet est composé de nombreuses structures turbulentes. Il est également fortement influencé par des structures situées dans les zones de recirculation centrale et pariétales.

Bien que l'on retrouve des similitudes entre les champs LES et PIV, les champs LES semblent présenter plus de structures que les champs PIV. Une des difficultés liées à la LES est la comparaison des grandeurs filtrées $\tilde{\phi}$ avec les grandeurs mesurées expérimentalement. Dans le cas étudié, les mesures ont été réalisées en utilisant la vélocimétrie par image de particules. Cette technique de mesure peut être assimilée à un filtre spatial, puisqu'elle consiste à suivre l'écoulement en y introduisant des particules reconnaissables. Si le nombre de particules n'est pas suffisant, certaines structures de l'écoulement peuvent ne pas être capturées. Lorsque l'on compare un calcul LES avec des mesures PIV, l'écoulement instantané observé peut être très différent si la taille des filtres LES et PIV (découlant de l'ensemencement de l'écoulement) sont différents (voir Sagaut [98]).



TAB. 4.1: Vecteurs-vitesse instantanés du calcul LES (AVBP) et des mesures PIV.

Analyse de la structure des modes prépondérants

Les enregistrements au point A (voir figure 4.1) des composantes de la vitesse permettent de calculer la transformée de Fourier de l'énergie cinétique résolue. Le spectre d'énergie cinétique au point A est représenté à la figure 4.8.

Ce spectre est composé de nombreuses fréquences très énergétiques entre 800 et 2000 Hz. Dans cette bande de fréquence, on ne remarque aucun pic très marqué. Afin de dissocier les fréquences prépondérantes au niveau global, on réalise trois plans de coupe, dans lesquels 1280 sondes sont placées. La figure 4.9 permet de localiser les trois plans. Le plan 1 est un plan réalisé longitudinalement au banc volute en $z=0$. Le plan 2 est un plan transverse à la géométrie, qu'il coupe en $x = 0.33 R$. Le plan 3 est également un plan transverse et il est localisé en $x = 1.17 R$.

L'échantillonnage temporel est réalisé sur 20 ms, ce qui permet d'avoir une résolution spectrale de 50 Hz. Dans la suite, les transformées de Fourier sont toutes réalisées sur le signal de pression. Le tableau 4.2 rassemble pour les trois plans les 5 fréquences les plus marquées tant par leur occurrence que par leur amplitude.

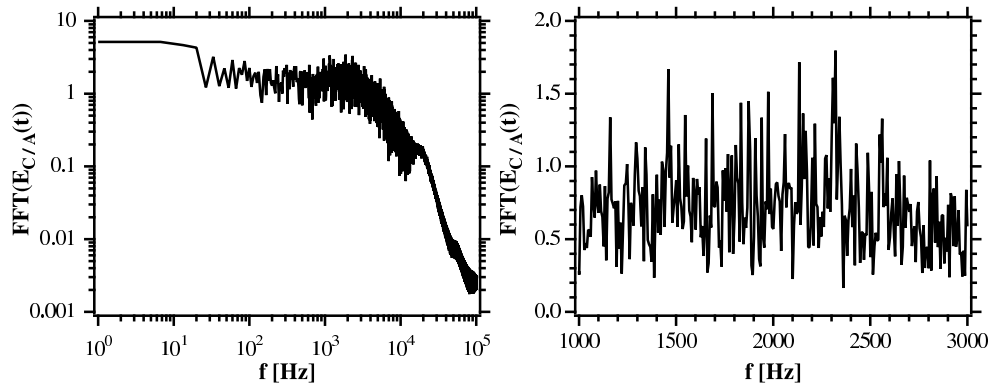


FIG. 4.8: Transformées de Fourier au point A de l'énergie cinétique résolue.

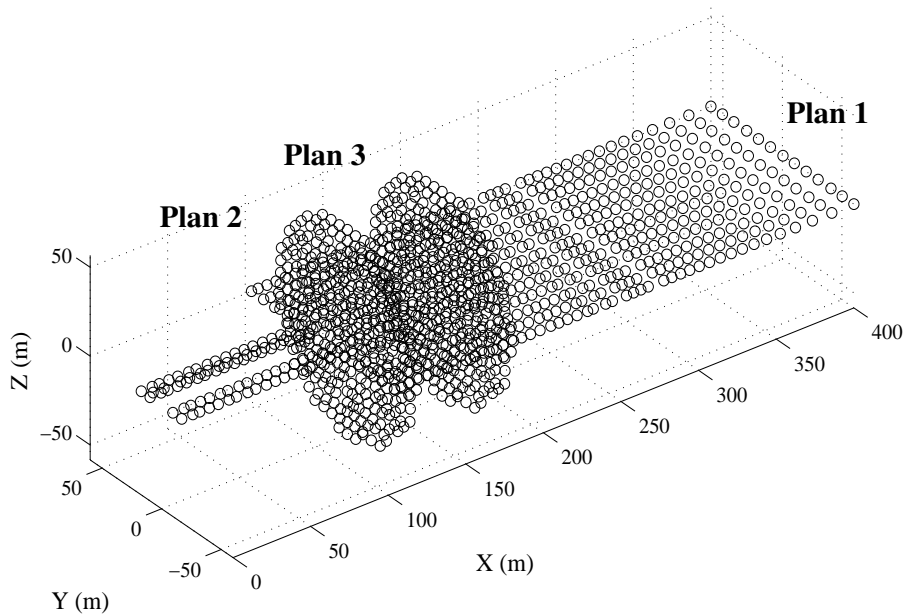


FIG. 4.9: Localisation des trois plans de sondes.

Certains modes sont présents dans les trois plans, comme le mode à 1925 Hz . D'autres modes sont présents uniquement dans les plans transverses, comme celui à 1925 Hz ou à 2840 Hz .

Le tableau 4.3 présente les cartes spectrales des modes à 1725 Hz , 2360 Hz , 2500 Hz et 2840 Hz dans les plans 1, 2 et 3. Les modes à 2360 Hz et à 2500 Hz sont des modes principalement hydrodynamiques. Les fluctuations de pression à ces fréquences sont localisées dans le jet de soupape. Les modes à 1725 Hz et 2840

Plan 1	Plan 2	Plan 3
200	1280	610
950	1725	1725
1925	1925	1925
2360	2160	2260
2500	2840	2840

TAB. 4.2: Fréquences prépondérantes dans les plans 1, 2 et 3

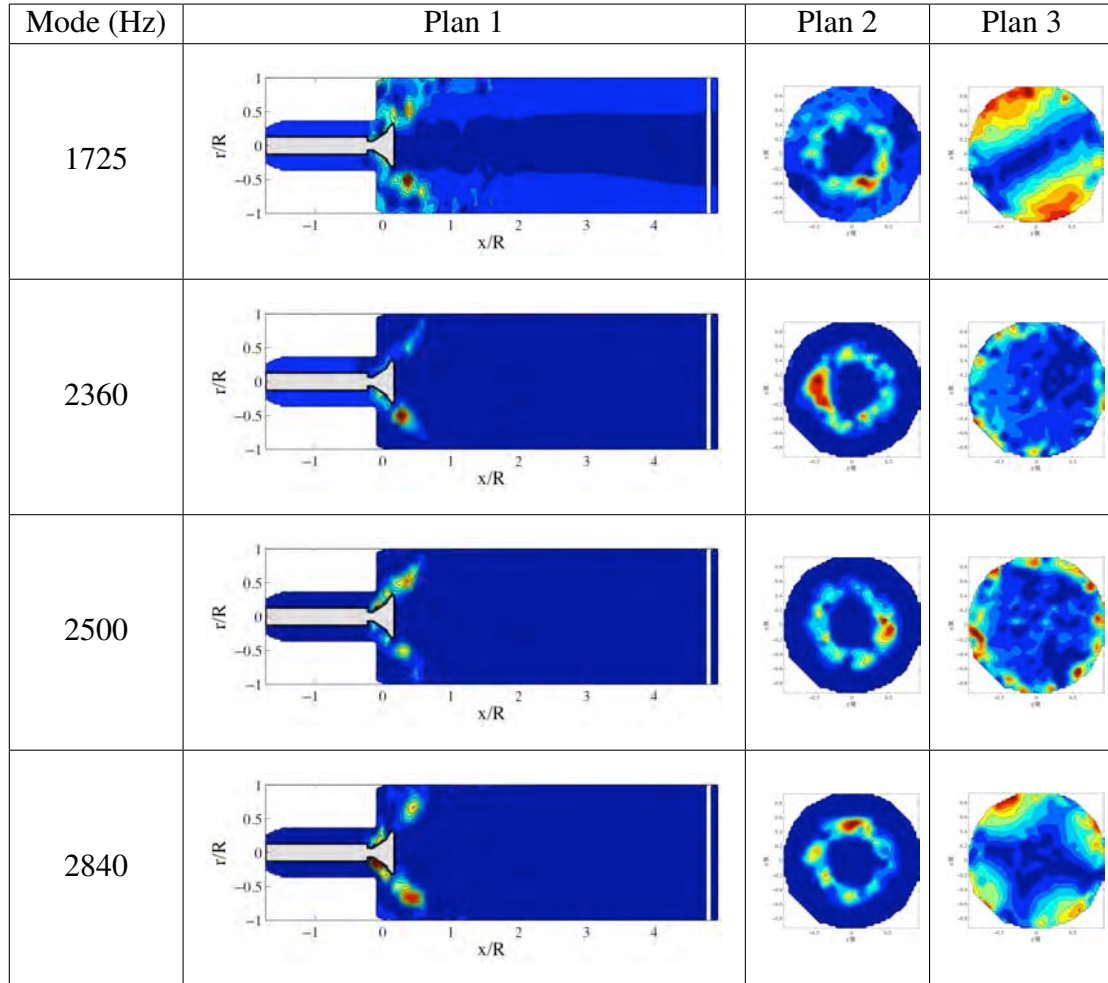
Hz présentent quand à eux deux structures distinctes :

- Des structures transversales, provenant probablement de modes acoustiques à la même fréquence, et
- Des structures plus complexes au niveau du jet de soupape, qui sont plutôt liées à des phénomènes hydrodynamiques.

Afin de vérifier la structure transversale, supposée d'origine acoustique, des modes à 1725 Hz et 2840 Hz, on réalise un calcul acoustique à l'aide du code de calcul AVSP (voir Benoit et Nicoud [11]) dans le banc volute droit. Le solveur d'Helmholtz dénombre 19 modes dans cette géométrie. La figure 4.10 compare le mode à 1729 Hz calculé par AVSP, et le mode à 1725 Hz calculé par la LES. Les modes ont non seulement des fréquences très proches, mais aussi des structures très similaires. Il s'agit du premier mode acoustique transverse, noté 1θ . La structure acoustique du mode calculé par la LES est "bruité" par les fluctuations d'origine hydrodynamique.

Le mode à 2840 Hz, calculé par la LES est comparé au mode à 2846 Hz, calculé par le solveur acoustique. Leur structure transversale en 2θ est très semblable comme le montre la figure 4.11. Cependant ce mode a également une structure longitudinale qui est mal reproduite par la LES. Les écarts observés sur la structure longitudinale pourraient être liés à un effet d'échelle (les fluctuations d'origine hydrodynamique seraient en fait présentes dans l'ensemble du domaine de calcul) ou au fait que l'impédance de la condition de sortie en LES n'est pas totalement non réfléchissante.

Graftieux et al. [44] ont réalisé à partir des mesures PIV une décomposition POD (voir Berkooz et al. [12]) du signal de vitesse en quatre modes. Ils calculent les fréquences des modes 1 et 3 obtenus composant le jet à respectivement 2380 Hz et 2660 Hz. La méthode de décomposition POD étant différente de la méthode basée sur les transformées de Fourier, il est difficile de comparer quantitativement la structure des modes obtenus. Toutefois, si la base de décomposition a une influence sur la structure des modes obtenus, elle en a moins sur leur fréquence. Les fréquences obtenues avec la POD sur les mesures PIV sont en effet très proches de celles obtenues par transformée de Fourier sur les résultats LES.



TAB. 4.3: Cartes spectrales obtenues pour les modes à 1725 Hz, 2360 Hz, 2500

Hz et 2840 Hz à partir du signal de pression dans les plans 1, 2 et 3. Les échelles de $\|p'\|$ dans les plans 1 et 2 s'étendent de 0 à 80 Pa.Hz^{-1} , alors que les fluctuations de pression dans le plan 3 sont comprises entre 0 et 5 Pa.Hz^{-1} , sauf à 1725 Hz, où elles sont comprises entre 0 et 20 Pa.Hz^{-1} .

4.2.3 Qualité de la LES

Dans un banc volute, la soupape représente la principale difficulté d'un point de vue numérique. La LES encore plus que le RANS est une approche qui nécessite un contrôle pointu de la dissipation numérique afin d'évaluer la prédictivité du calcul.

La résolution de l'écoulement aux parois constitue un des premiers critères de vérification d'un calcul aérodynamique en LES. Les champs de la coordonnée adimensionnée à la paroi, y^+ sont représentés à la figure 4.12 sur la surface ex-

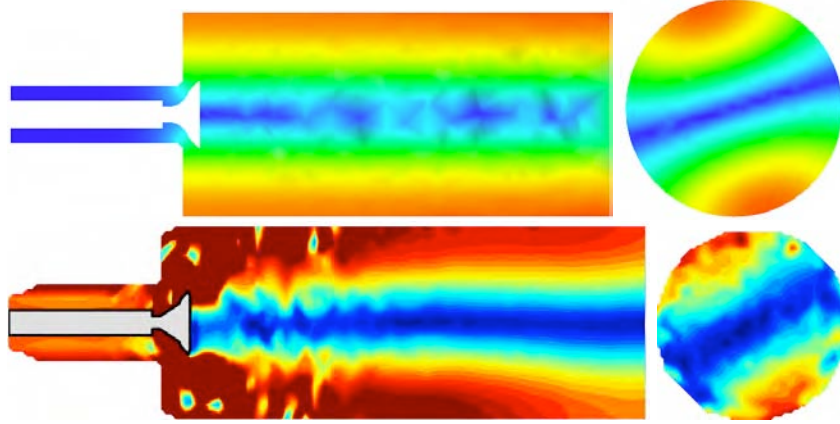


FIG. 4.10: Champs de fluctuations de pression du mode transverse 1θ , calculé à 1729 Hz par AVSP (haut) et à 1725 Hz par AVBP (bas). $\|p'\|$ est compris entre 0 et 10 Pa.Hz^{-1} pour les champs LES. Pour les champs obtenus avec le solveur acoustique, $\|p'\|$ est compris entre 0 et 1 Pa.Hz^{-1} pour le plan 3 (à droite) et entre 0 et 0.2 Pa.Hz^{-1} pour le plan 1 (à gauche).

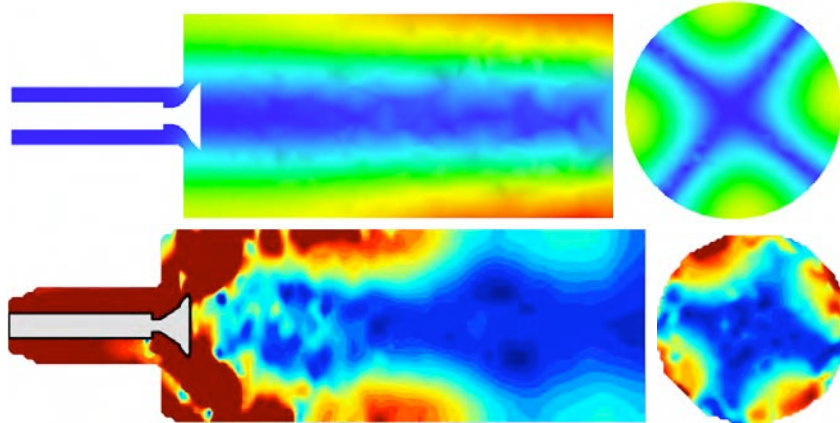


FIG. 4.11: Champs de fluctuations de pression du mode transverse 2θ , calculé à 2846 Hz par AVSP et à 2840 Hz par AVBP. $\|p'\|$ est compris entre 0 et 3 Pa.Hz^{-1} pour les champs de fluctuations LES. Pour les champs obtenus avec le solveur acoustique, $\|p'\|$ est compris entre 0 et 0.5 Pa.Hz^{-1} pour le plan 3 (à droite) et entre 0 et 0.2 Pa.Hz^{-1} pour le plan 1 (à gauche).

terne de la géométrie et sur les surfaces composant la soupape. Le maximum de y^+ atteint 200 juste avant le siège de soupape. A cette valeur, une partie de la couche limite logarithmique n'est pas résolue. Sur la chemise, y^+ vaut entre 10 et 30, ce qui représente une valeur acceptable, puisqu'elle permet de discrétiser la

totalité de la couche logarithmique. De plus, cette valeur correspond tout à fait aux valeurs couramment employées en RANS en aérodynamique interne. Sur la soupape, y^+ vaut au maximum 100 (sur la tige et sur la tête de soupape). Ces valeurs sont insuffisantes pour capturer l'ensemble des structures composant les couches limites turbulentes. Toutefois, les comparaisons avec les mesures LDA réalisées montrent que le niveau de maillage couplé à des murs non glissants permet de reproduire avec une bonne précision l'écoulement à travers le rideau de soupape et son éclatement dans le cylindre.

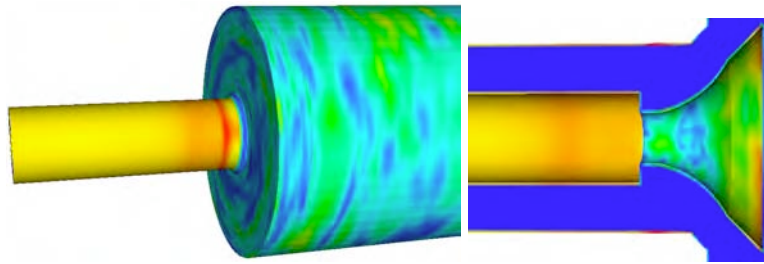


FIG. 4.12: Champs instantanés de y^+ sur la paroi externe du banc volute et sur la soupape. L'échelle de y^+ s'échelonne de 0 à 200.

La résolution de l'écoulement dans tout le champ peut être évaluée à partir de la viscosité turbulente. Un champ instantané de viscosité turbulente est présenté à la figure 4.13. La viscosité turbulente est calculée avec le modèle de sous-maille WALE. Elle est localisée dans les zones de vorticité à rotationnel nul. Elle peut atteindre dans le jet de soupape 200 fois la viscosité laminaire.

La taille du filtre LES peut être évaluée au point A par la relation 3.12. Le spectre d'énergie cinétique au point A représenté à la figure 4.14 permet de visualiser nettement la coupure liée au filtrage LES. La même procédure est étendue à tout le domaine de calcul en utilisant le champ moyen de la vitesse. Les structures pouvant être capturées dans le domaine de calcul ont des tailles très variables. Dans la zone de recirculation, les structures pouvant être résolues ont des fréquences maximales de 500 Hz, alors que dans le jet de soupape, leur fréquence peut atteindre 3500 Hz.

Comme il est difficile d'évaluer la viscosité artificielle ajoutée aux sch  mas², on ne s'intéresse ici qu'à la répartition spatiale de la viscosité artificielle. La figure 4.16 représente le senseur de viscosité artificielle qui peut valoir au maximum 1 en cas de très forts problèmes numériques (forts gradients non résolus). Dans notre cas, le senseur est maximum au coeur du jet de soupape, puisque les gradients de

²Les modèles de viscosité artificielle présentés au chapitre 1 ajoutent plusieurs types de viscosité artificielle avec des opérateurs différents et sur toutes les équations.

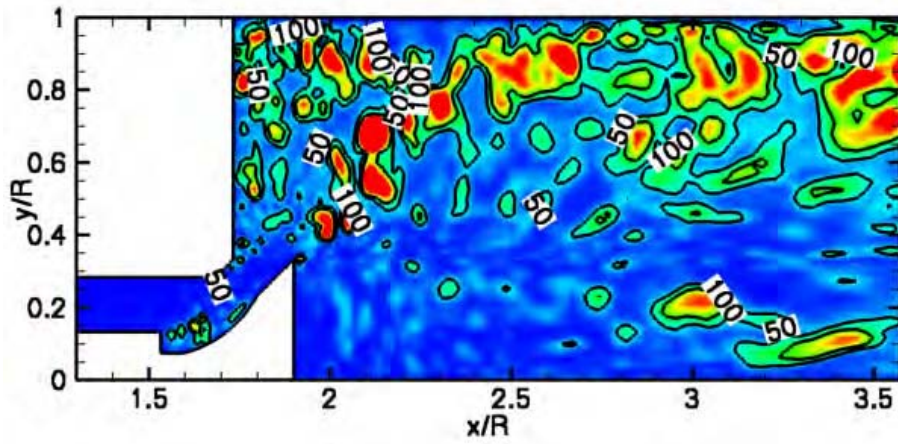


FIG. 4.13: Champ instantané de la viscosité turbulente exprimée en fonction de la viscosité laminaire.

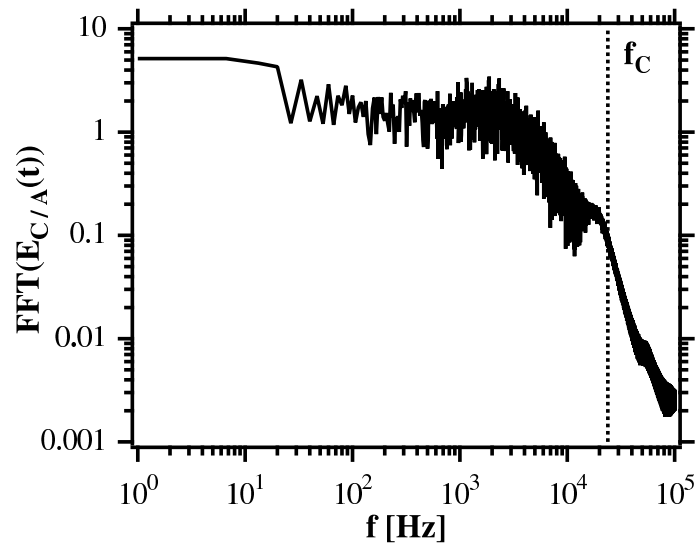


FIG. 4.14: Transformées de Fourier au point A de l'énergie cinétique résolue

pression y sont les plus intenses. Le capteur se déclenche à près de 0.5% de sa valeur maximale (1), ce qui est tout à fait acceptable.

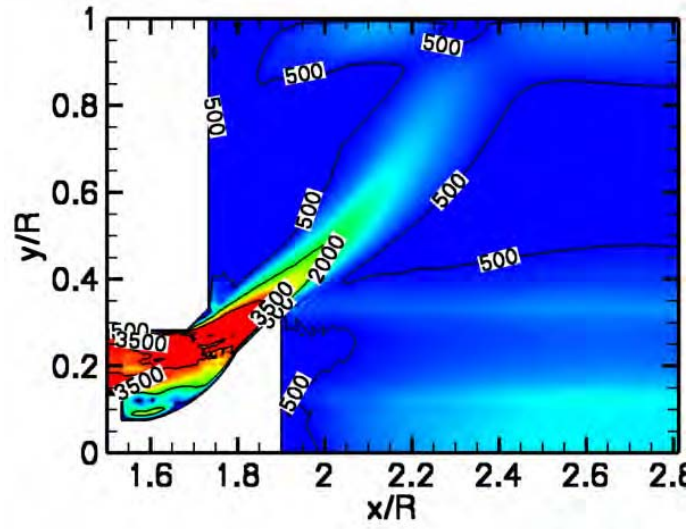


FIG. 4.15: Fréquences limites pouvant être capturées sur le maillage LES en moyenne.

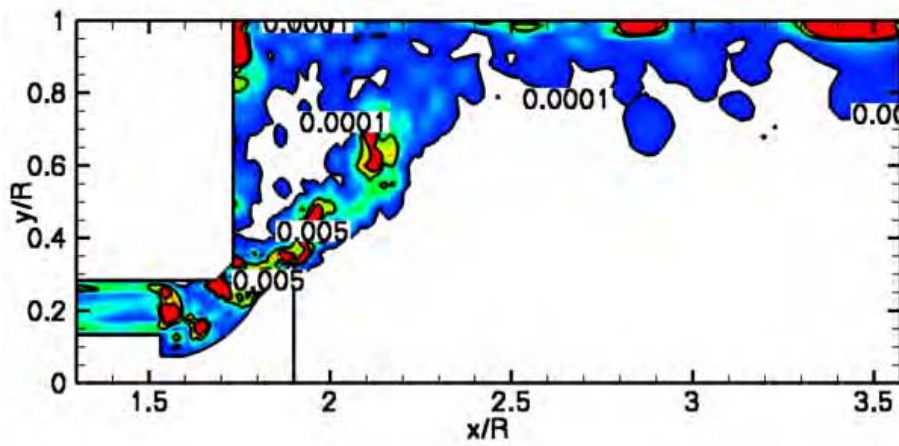


FIG. 4.16: Champ instantané du sensor sur la pression, utilisé pour déclencher la viscosité artificielle. Les valeurs du sensor inférieures à 10^{-4} sont filtrées.

4.3 Etude paramétrique

4.3.1 Influence des conditions aux limites

Au chapitre 2, deux méthodes d'imposition des conditions aux limites ont été décrites, à savoir que l'on peut imposer en entrée soit le débit (on notera cette méthode, la méthode *CL1*) ou la pression statique (que l'on notera la méthode *CL2*). Pour les deux méthodes, la pression de sortie est imposée. La méthode imposant le débit a été utilisée jusqu'alors dans tous les calculs présentés dans cette thèse. Dans la suite de ce paragraphe, la méthode *CL2* va être testée et comparée aux mesures expérimentales ainsi qu'aux résultats LES obtenus avec la méthode *CL1*. La méthode *CL2* nécessite une condition aux limites caractéristiques permettant d'imposer la pression. La formulation de la condition aux limites peut se résumer au système suivant :

$$\begin{cases} \mathcal{L}_+ &= 2K_P \frac{(P^t - P)}{\rho c} \\ \mathcal{L}_{t_1} &= K_{U_t}(0 - U_{t1}) \\ \mathcal{L}_{t_2} &= K_{U_t}(0 - U_{t2}) \\ \mathcal{L}_k &= K_Y(Y_k^t - Y_k) \\ \mathcal{L}_S &= \rho K_T \frac{(T^t - T)}{T} \end{cases} \quad (4.1)$$

On impose à l'entrée et à la sortie du domaine, les pressions expérimentales mesurées. La figure 4.17 permet de comparer le débit résultant avec celui imposé en utilisant la méthode *CL1*. On remarque que la stabilisation du débit au travers du banc volute est plus progressive avec la méthode *CL2*. Le débit se stabilise par cette méthode au bout de 25 *ms*, alors qu'avec la méthode *CL1*, cette stabilisation ne prend que 10 *ms*. Le débit atteint avec la méthode *CL2* vaut 10 % de plus que celui avec la méthode *CL1*. Cela provient du fait que les pertes de charge calculées par la LES ne sont pas tout à fait égales aux pertes de charge réelles (rugosité des parois, résolution des couches limites,...). Dans le cas réalisé avec la méthode *CL1* où le débit entrant est fixé, on observe un écart au niveau de la différence de pression entre l'entrée et la sortie.

Pour des raisons de temps de calcul, les statistiques que l'on utilise ici pour comparer les méthodes *CL1* et *CL2* n'ont été réalisées que sur 10 *ms*. Ce temps de convergence est insuffisant pour avoir des comparaisons satisfaisantes avec les mesures expérimentales. Il est cependant suffisant pour comparer deux méthodologies de calcul à partir des profils de la moyenne et des fluctuations de la vitesse normale (voir figure 4.18). Sur le plan de coupe situé à $\frac{1}{3} R$ en aval de la culasse, la méthode *CL1* permet d'obtenir un jet de soupape plus proche du jet expérimental. Le débit étant plus fort avec cette méthode, l'éclatement du jet de soupape est plus important. Cet éclatement plus intense semble favoriser l'apparition du bourrelet

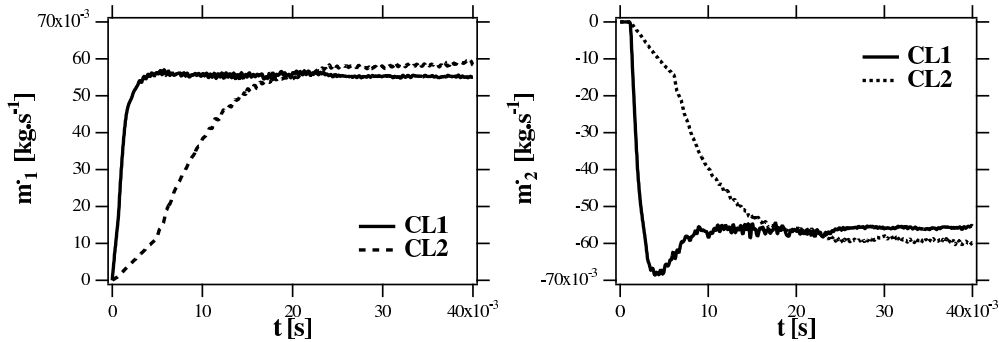


FIG. 4.17: Etablissement progressif des débits entrant et sortant pour les méthodes CL1 (débit imposé) et CL2 (pression entrée imposée).

sur l'extérieur du jet, qui était quasiment absent sur le jet obtenu avec la méthode CL1. On note très peu de différences sur les fluctuations de la vitesse normale. Les quelques différences peuvent ne provenir en effet que d'un temps de convergence insuffisant.

A $\frac{7}{6} R$ de la culasse, on remarque que la zone de recirculation centrale prédite par la méthode CL2 est 1.5 fois plus intense que celle mesurée et celle obtenue avec la méthode CL1. Cela est directement lié au débit plus important pour le calcul réalisé avec la méthode CL2, ce qui a conduit à un éclatement du jet et à une zone de recirculation plus intenses. A cet abscisse, le niveau des fluctuations est correct pour les deux méthodes. La forme des profils obtenus par la LES avec ce temps de convergence est trop "bruitée" pour être comparée aux mesures.

Les profils longitudinaux de pression et de vitesse normale présentés à la figure 4.19 confirment les remarques précédemment faites. La méthode CL2 engendre dans ce cas précis une sur-estimation du débit traversant le banc volute. Le jet de soupape s'éclate plus rapidement et la zone de recirculation centrale est plus intense. La perte de charge singulière liée à la soupape est mieux prédite avec la méthode CL2. La perméabilité obtenue avec cette méthode vaut 0.709 soit une erreur relative de 8.53% par rapport aux mesures. La surface de passage effective calculée représente 70.95% de la surface du rideau de soupape, ce qui est légèrement plus élevée que celles obtenue avec la méthode CL1.

En conclusion, la méthode CL1 donne les meilleurs résultats en considérant à la fois les champs de vitesses et le champ de pression. La méthode CL2 n'apporte en effet qu'une légère amélioration sur la prédiction du profil de pression alors que les profils de vitesses prédits par cette méthode sont moins bons que ceux obtenus avec la méthode CL1.

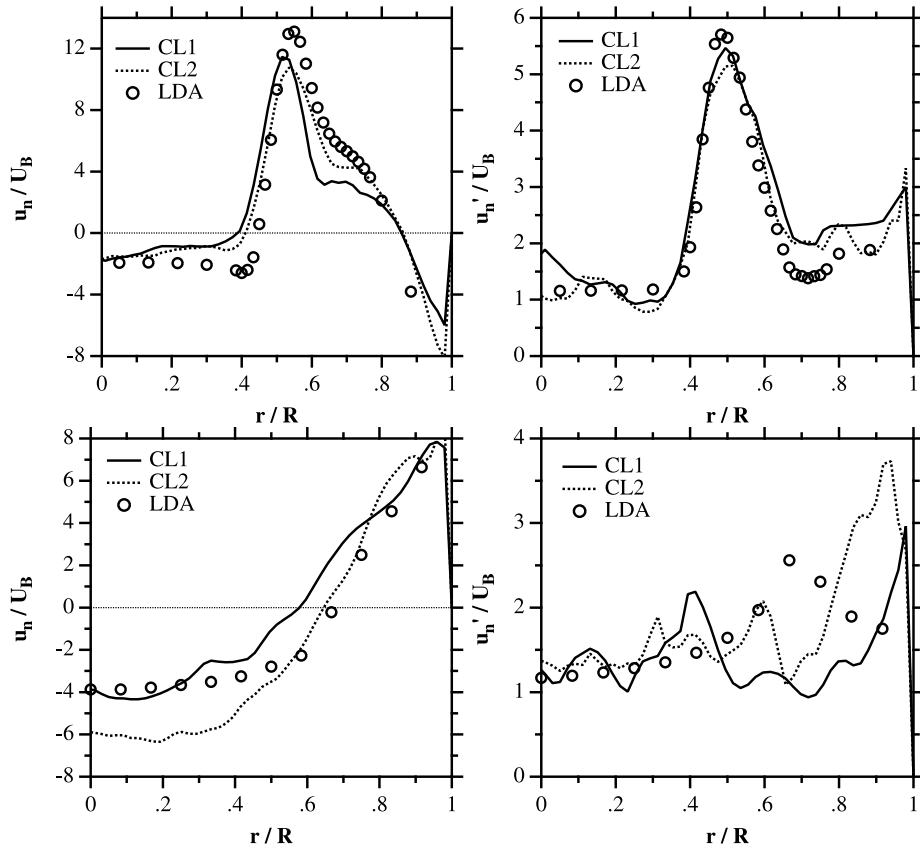


FIG. 4.18: Profils de la moyenne et des fluctuations de la vitesse normale à $\frac{1}{3} R$ (haut) et à $\frac{7}{6} R$ (bas) pour les méthodes CL1 et CL2.

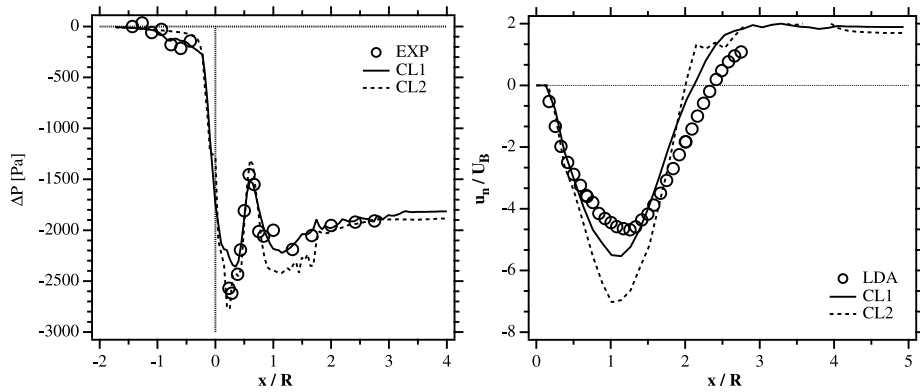


FIG. 4.19: Profils longitudinaux de vitesse normale et de pression pour les méthodes CL1 et CL2.

4.3.2 Influence du post-traitement utilisé

Influence du temps de moyennage

Au cours de la phase stabilisée d'un calcul LES, des statistiques des grandeurs de l'écoulement sont réalisées. Ces statistiques sont utilisées comme critères de comparaison entre les calculs LES et les mesures. La taille de l'échantillon utilisé pour réaliser ses statistiques a une très forte influence sur la qualité des résultats. Jusqu'alors dans cette thèse, on a supposé qu'un temps de moyennage suffisant est de l'ordre de grandeur d'un temps convectif. La figure 4.20 présente les profils de la moyenne et de la fluctuation de vitesse normale pour des temps de moyennage de 10, 40 et 100 ms.

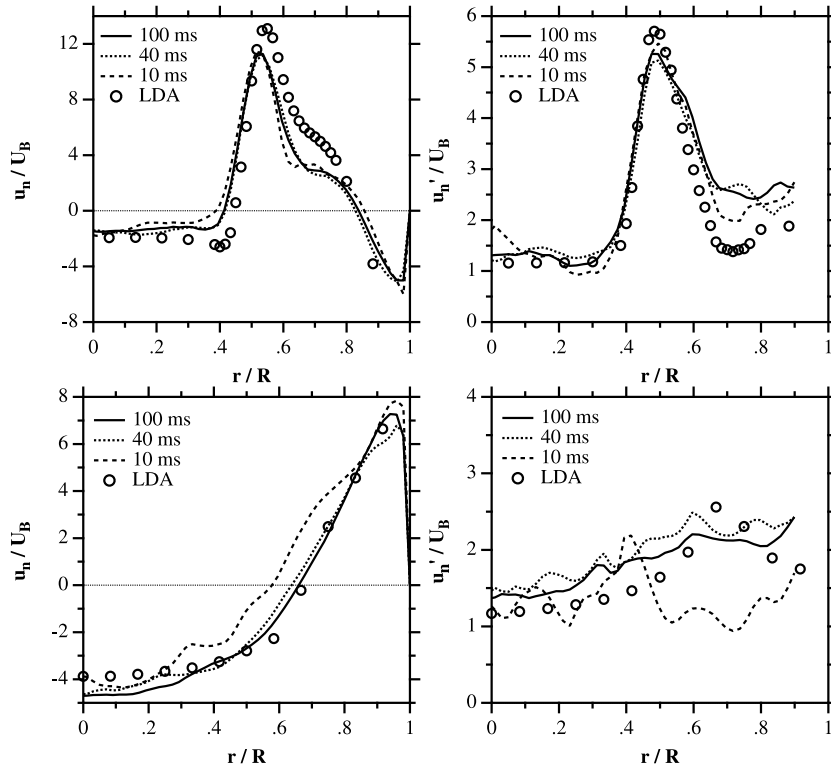


FIG. 4.20: Profils de la moyenne et des fluctuations de la vitesse normale à $\frac{1}{3} R$ (haut) et à $\frac{7}{6} R$ (bas) pour trois temps de moyennage, 10, 40 et 100 ms.

Au niveau du plan de coupe situé à $0.33 R$ de la culasse, il y a relativement peu de différences entre les profils obtenus, tant sur la vitesse moyenne normale que sur ses fluctuations. A $\frac{7}{6} R$ de la culasse, la moyenne et les fluctuations de la vitesse normale obtenues pour une période de moyennage de 10 ms ne sont pas suffisamment convergées. L'accord avec les mesures LDA est insatisfaisant par rapport à

celui obtenu avec les périodes de moyennage de 40 et 100 ms.

En conclusion, pour ce cas précis, la période de moyennage utilisée doit être supérieure à 10 ms. On remarque que 40 ms sont suffisants pour obtenir des profils de vitesses correspondants de manière satisfaisante aux mesures au moins pour les deux plans de coupe que l'on montre ici. Les structures composant l'écoulement ont des temps caractéristiques nettement plus grands au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la culasse. Cela est dû au fait que les structures sont générées dans les zones de fort cisaillement situées au niveau de la soupape. Ces structures sont ensuite convectées et s'apparient entre elles. Seules les structures les plus grosses sont alors convectées jusqu'à la sortie du banc volute. Pour réaliser un échantillon suffisamment représentatif de ses structures, le temps de moyennage minimum est donc plus grand que celui nécessaire pour réaliser un échantillon représentatif de petites structures. La comparaison de profils de vitesse normale situés encore plus en aval que celle à $\frac{7}{6} R$ nécessiterait probablement un temps de moyennage plus grand que 40 ms.

Utilisation du moyennage spatial

La section 4.3.2 a montré la nécessité d'effectuer les statistiques de l'écoulement sur des échantillons suffisamment grands. Afin d'augmenter artificiellement la taille de l'échantillon et d'économiser du temps de calcul, on peut combiner les moyennages en temps et en espace. Le moyennage en espace est valable dans le cas uniquement d'une géométrie totalement axi-symétrique avec un écoulement qui tend également à l'être, c'est le cas pour le banc volute droit étudié. Il faut ajouter que le moyennage spatial d'un scalaire ϕ prend une formulation de moyennage statistique, du fait de la régularité du maillage, comme le montre la relation 4.2.

$$\check{\phi} = \frac{1}{V} \sum_{i=1}^n v_i \cdot \bar{\phi}_i = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \bar{\phi}_i \quad (4.2)$$

On peut appliquer de manière très simple le moyennage spatial aux moyennes des vitesses normale et orthoradiale, comme le montre les relations 4.3 et 4.4.

$$\check{u}_n = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \bar{u}_{ni} \quad (4.3)$$

$$\begin{aligned} \check{u}_\theta &= \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \bar{u}_{\theta i} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left(\bar{u}_{xi} \cdot \frac{y}{R} - \bar{u}_{yi} \cdot \frac{x}{R} \right) \\ &= \frac{y}{R} \cdot \check{u}_x - \frac{x}{R} \cdot \check{u}_y \end{aligned} \quad (4.4)$$

Le moyennage spatial de la fluctuation de vitesse orthoradiale est plus délicat à mettre en oeuvre :

$$\begin{aligned}
 \check{u}'_{\theta} &= \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n u'_{\theta i} \\
 \text{Avec} \\
 u'_{\theta i} &= \sqrt{u_{\theta i}^2 - \overline{u_{\theta i}^2}} \\
 &= \frac{1}{R} \cdot \sqrt{\left(y^2 \cdot \overline{u_{xi}^2} + x^2 \cdot \overline{u_{yi}^2} \right) - 2 \cdot xy \cdot \left(\overline{u_{xi} u_{yi}} - \overline{u_{xi}} \overline{u_{yi}} \right)} \quad (4.5)
 \end{aligned}$$

Les outils de post-traitement nécessaires ont été mis en place, en particulier, la corrélation $\overline{u_{xi} u_{yi}}$ a été calculée. La figure 4.21 représentent les profils de la moyenne de la vitesse normale et de ses fluctuations à $\frac{1}{3} R$ et à $\frac{7}{6} R$ de la culasse pour une période de moyennage de 100 ms et un nombre de plans utilisés pour effectuer le moyennage spatial variant de 1 à 64. Pour des statistiques déjà bien convergées comme c'est le cas pour une période de moyennage de 100 ms, le moyennage spatial n'améliore pas les profils LES par rapport aux profils expérimentaux. En certains endroits même, un effet d'échantillonnage discret apparaît, ce qui détériore la qualité des profils (comme au niveau de la zone de recirculation centrale à 0.33 R pour les fluctuations de vitesse normale).

La figure 4.22 représente la moyenne et les fluctuations de vitesse normale à $\frac{1}{3} R$ et à $\frac{7}{6} R$. Sur cette figure, l'intérêt du moyennage spatial est évaluée en comparant les profils obtenus en utilisant 1 ou 16 plans pour moyenner des statistiques réalisées sur 10 ms avec ceux obtenus sans moyennage spatial sur 100 ms. Les apports de ce type de méthode sont très nets pour l'ensemble des profils de vitesse. L'apport le plus significatif se situe au niveau des profils à $\frac{7}{6} R$ de la culasse, puisque le moyennage spatial arrive quasiment à compenser le manque de convergence des statistiques obtenues sur 10 ms par rapport à celles obtenues sur 100 ms.

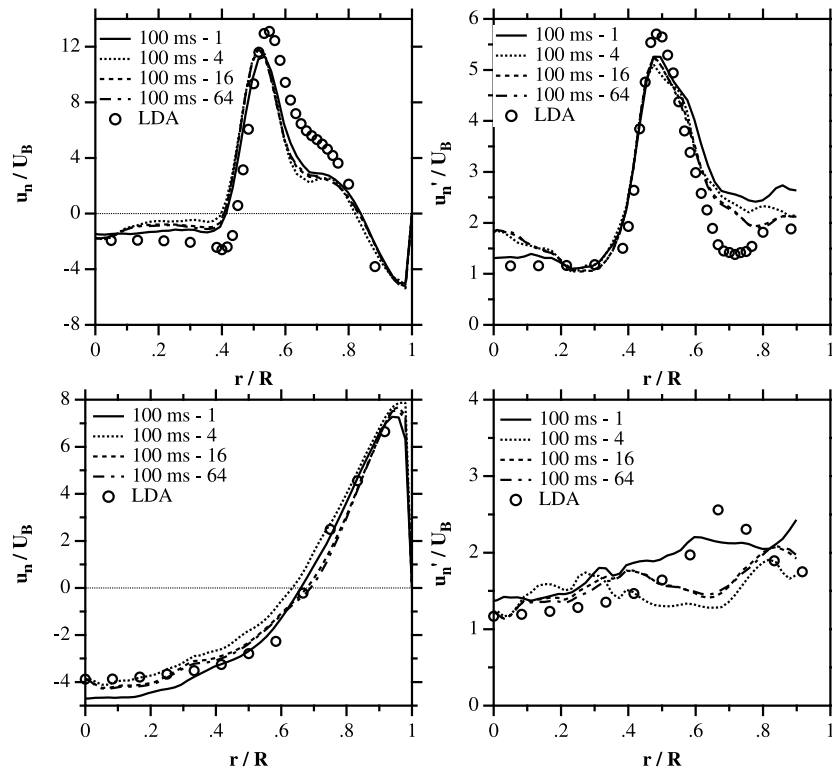


FIG. 4.21: Profils de la moyenne et des fluctuations de la vitesse normale à $\frac{1}{3} R$ (haut) et à $\frac{7}{6} R$ (bas) pour une période de moyennage de 100 ms et pour 1, 4, 16 et 64 plans de coupe.

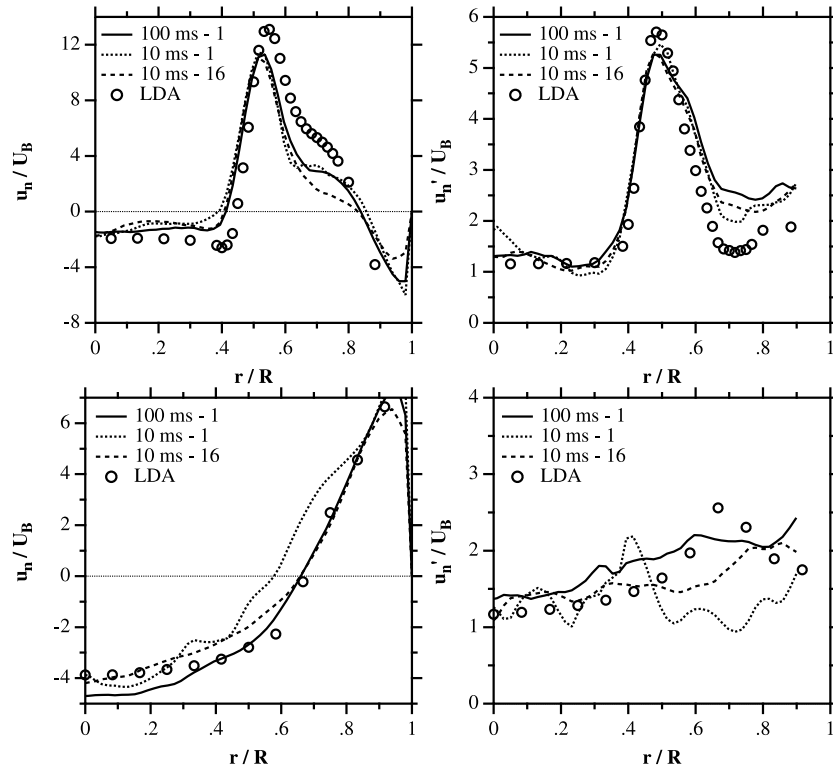


FIG. 4.22: Profils de la moyenne et des fluctuations de la vitesse normale à $\frac{1}{3} R$ (haut) et à $\frac{7}{6} R$ (bas) pour une période de moyennage de 10 ms et pour 1 et 16 plans de coupe.

4.4 Synthèse

Les calculs LES présentés dans ce chapitre montrent une relative bonne adéquation avec les mesures expérimentales réalisées sur le banc volute droit malgré la faible résolution des couches limites turbulentes. Dans un banc volute, toute la difficulté réside dans la capture de la perte de charge singulière créée par la soupape. Il semble qu'un y^+ de l'ordre de 50 soit suffisant pour capturer la majorité des phénomènes impliqués. Les comparaisons s'étendent dans ce chapitre aux profils longitudinaux de pression, qui révèlent là encore une bonne adéquation entre les calculs LES et les mesures. Ce type de comparaison a déjà été réalisé avec succès par Soulères [111] avec un code LES structuré. On calcule également la perméabilité du banc volute ou le pourcentage de la section du rideau de soupape efficace dans les conditions considérés. L'ordre de grandeur obtenu est cohérent avec les valeurs données dans la littérature.

La dynamique du jet de soupape est décrite par le biais de champs instantanés et par des cartes spectrales. Le jet de soupape présente de nombreuses structures dont les fréquences caractéristiques sont comprises entre 800 et 2000 Hz. Certaines fréquences semblent être plus prépondérantes que d'autres en terme d'intensité, alors que d'autres possèdent également une structure transverse, que l'on a pu identifier comme provenant du mode acoustique à la même fréquence. Une brève étude de la qualité de la LES est réalisée. Le maillage réalisé est suffisant pour résoudre correctement les gradients dans le jet de soupape.

Enfin, plusieurs tests portant sur la méthodologie de calcul sont réalisés. On utilise ainsi une procédure identique à celle utilisée dans les expériences sur bancs volutes pour imposer les conditions aux limites. Au lieu d'imposer un débit en entrée comme dans tout le reste de cette thèse, on impose une pression en entrée. Cette méthode n'apporte pas d'avantages au niveau numérique, ni même au niveau de la qualité des résultats. Une faible variation du débit a en effet un impact bien plus fort sur les profils de vitesses qu'une variation de pression. Le dernier test réalisé porte sur la manière de réaliser des statistiques en LES. Ses statistiques sont ainsi très sensibles aux temps de moyennage. Pour améliorer la convergence des statistiques, il peut être intéressant d'utiliser un moyennage additionnel en espace, qui permet d'économiser du temps de calcul.

Le banc volute droit est loin d'être un cas test au vue de sa taille et du maillage qu'il a nécessité. Pour le cas traité ici, le pas de temps vaut environ $0.58 \mu s$. L'efficacité du calcul LES peut être normalisé par noeud et par itération. Dans notre cas, cette grandeur vaut $65 \mu s \cdot ite^{-1} \cdot noeud^{-1}$ sur une SGI Origin 3800³. Sur cette machine, le temps de calcul mis pour réaliser un temps convectif vaut alors 57 heures sur 16 processeurs.

³Machine parallèle provenant du CINES, Montpellier.

Chapitre 5

Bancs volutes d'un moteur diesel

Le banc volute de l'étape 4 constitue le banc volute le plus complexe étudié dans ce travail de thèse. La capacité de la LES à prédire l'écoulement au travers de ce banc volute est évaluée pour trois levées de soupape. Dans un premier temps, l'influence du domaine de calcul, de la modélisation à la paroi, et du raffinement de maillage sont étudiées pour le cas à forte levée afin d'établir une méthodologie de calcul. Cette méthodologie est ensuite appliquée pour chaque levée de soupape et les résultats LES obtenus sont comparés à des mesures expérimentales et des calculs RANS. Les mesures ont été réalisées par Willert et al. [128] en utilisant la technique de vélocimétrie globale Doppler DGV. Les calculs RANS ont été réalisés avec le code commercial STARCD en utilisant des méthodologies de calcul approuvées.

5.1 Montage expérimental et domaine de calcul

Le montage expérimental utilisé pour étudier l'écoulement au travers du banc volute est constitué d'un plenum, de deux conduits d'admission, d'un cylindre et d'un silencieux (voir figure 5.1). Dans ce type de banc expérimental, la différence de pression entre le plenum, p_0 et le silencieux, p_T est imposée (ici elle vaut 50 mbar) et le débit \dot{m} constitue la grandeur inconnue.

Plusieurs domaines de calcul peuvent être adoptés pour modéliser le banc expérimental. Le domaine de calcul le plus petit possible se compose des deux conduits d'admission et du cylindre. Le cylindre s'étend sur $3.7 D$ et a un diamètre de $1 D = 81 \text{ mm}$. Les conduits ont des diamètres respectivement de $0.34 D$ pour le conduit orienté et de $0.33 D$ pour le conduit hélicoïdal. Le conduit orienté a une longueur d'environ $2 D$, alors que le conduit hélicoïdal s'étend sur $1.5 D$. La figure 5.2 représente la forme géométrique des deux conduits du banc volute traité. Le conduit orienté, noté conduit O, est très légèrement coudé, alors que le conduit

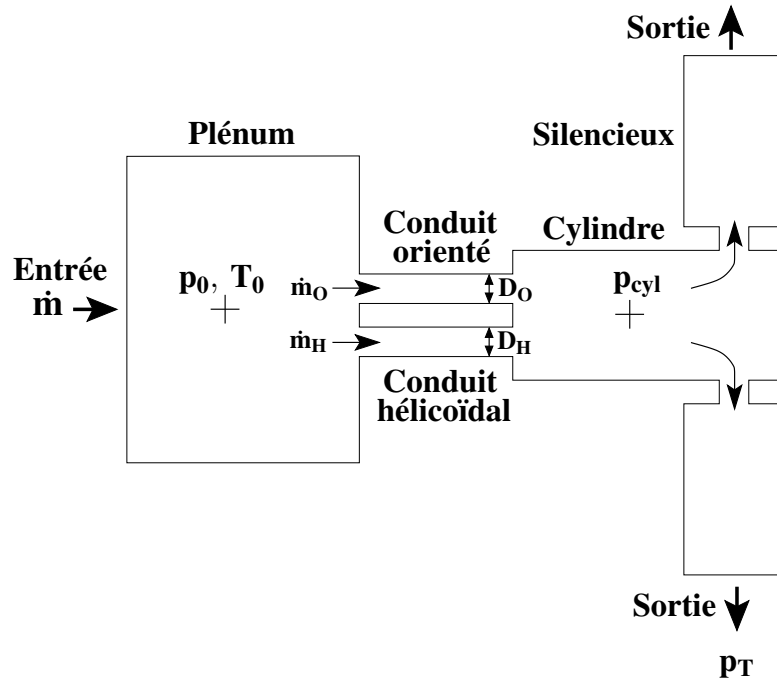


FIG. 5.1: Schéma simplifié du montage expérimental.

hélicoïdal, noté conduit H, est vertical et se termine par un coude très serré. Le rôle de chacun des conduits est complexe comme va le montrer cette étude.

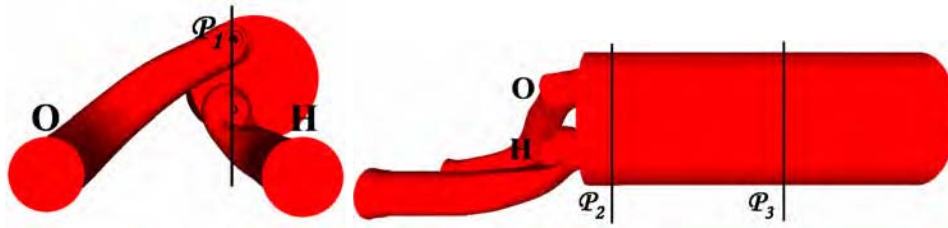


FIG. 5.2: Vues en perspectives des conduits d'admission orienté (noté O) et hélicoïdal (noté H) du banc volute et trois plans particuliers.

Bien que l'adoption du domaine de calcul minimal puisse se justifier en terme de temps de calcul, il est délicat de reproduire à l'aide des conditions aux limites à l'entrée et à la sortie de ce domaine, l'influence du plenum et du silencieux, comme le montre la suite de ce chapitre. Quel que soit le domaine de calcul choisi, seule la méthodologie consistant à imposer un débit en entrée et une pression en sortie est utilisée. Le calcul LES fournit alors la pression d'entrée. Les calculs

réalisés à l'étape 3 ont en effet montré que cette méthodologie donnait de meilleurs résultats que celle imposant une différence de pression entre l'entrée et la sortie.

5.2 Elaboration d'une méthodologie à forte levée

5.2.1 Données spécifiques

L'écoulement traversant un rideau de soupape à forte levée décolle plus fortement que celui à faible levée d'après Annand et Roe [2]. Cette constatation pourrait peut-être expliquer le fait que même les méthodologies RANS les plus abouties aient plus de difficultés à prédire les écoulements à forte levée que ceux à faible levée. Pour cette raison, la prédictivité de la LES est évaluée en premier lieu dans cette quatrième étape pour le cas à forte levée, considéré comme critique. Le tableau 5.1 récapitule les données expérimentales caractérisant le cas à forte levée. La pression mesurée expérimentalement dans le plenum, p_0 vaut $100740Pa$.

Levée	L_s	8 mm
Débit total	\dot{m}	61.5 g.s^{-1}
Pression en sortie	p_T	$95740Pa$

TAB. 5.1: Conditions aux limites du cas à forte levée.

Tous les calculs sont effectués avec le schéma de convection Lax-Wendroff, un schéma de diffusion à 2Δ et le modèle de viscosité artificielle de Colin. Le pas de temps est calculé à chaque itération avec un coefficient CFL de 0.7.

5.2.2 Premier calcul

Domaine de calcul

Pour limiter le temps de calcul, le domaine choisi pour ce premier calcul à forte levée se restreint aux conduits et au cylindre, comme le montre la figure 5.3.

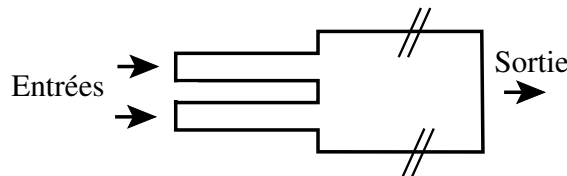


FIG. 5.3: Domaine de calcul choisi pour le premier calcul.

L'adoption de ce domaine de calcul engendre deux approximations non négligeables à l'entrée et à la sortie.

A l'entrée, le domaine se compose de deux entrées, une pour chaque conduit. Or, expérimentalement, seul le débit total \dot{m} est mesuré et, la répartition du débit entre les deux conduits est inconnue. On suppose alors que l'écoulement traversant les conduits est permanent, que le fluide est non visqueux et que le milieu est incompressible, afin de pouvoir appliquer le théorème de Bernoulli. On aboutit à la relation 5.1, reliant les débits des deux conduits. On obtient finalement que 53.20 % du débit traverse le conduit orienté, alors que 46.80 % du débit traverse le conduit hélicoïdal. Rien ne garantit que cette répartition soit proche de celle expérimentale.

$$\begin{aligned} \frac{p_{cyl}}{\rho_{cyl}} + \frac{1}{2} \left(\frac{\dot{m}}{\rho_{cyl} \cdot \pi \left(\frac{D}{2} \right)^2} \right)^2 &= \frac{p_0}{\rho_0} + \frac{1}{2} \left(\frac{\dot{m}_O}{\rho_0 \cdot \pi \left(\frac{D_O}{2} \right)^2} \right)^2 \\ &= \frac{p_0}{\rho_0} + \frac{1}{2} \left(\frac{\dot{m}_H}{\rho_0 \cdot \pi \left(\frac{D_H}{2} \right)^2} \right)^2 \\ \dot{m}_O &= \dot{m}_H \cdot \left(\frac{D_O}{D_H} \right)^2 \end{aligned} \quad (5.1)$$

Des différences flagrantes apparaissent aussi au niveau de la sortie. Dans le domaine de calcul adopté, l'écoulement sort longitudinalement au cylindre (voir figure 5.3), alors que le banc expérimental fait sortir l'écoulement du cylindre par des tubes disposés radialement qui débouchent dans un silencieux (voir figure 5.1).

Description du maillage

La complexité de la géométrie impose un maillage totalement 3D et non structuré. Des tests de maillage structuré ont en effet été réalisés. Ces maillages en plus de nécessiter un temps de génération très long par rapport aux maillages non structurés, aboutissent à des variations de volume de maille à maille trop importantes pour les méthodes numériques utilisées en LES. La création d'un maillage non structuré est cependant délicate, puisque ce maillage doit permettre une résolution suffisante dans les conduits, au niveau des soupapes, du rideau de soupapes, mais également dans le cylindre.

Le maillage réalisé est constitué de 362000 noeuds ou 1944000 cellules. La figure 5.4 représente deux coupes longitudinales du maillage montrant le raffinement

important au niveau des conduits et des soupapes, et le déraffinement progressif du maillage dans le cylindre. La figure 5.5 compare le raffinement du maillage aux plans de coupe, \mathcal{P}_2 et \mathcal{P}_3 .

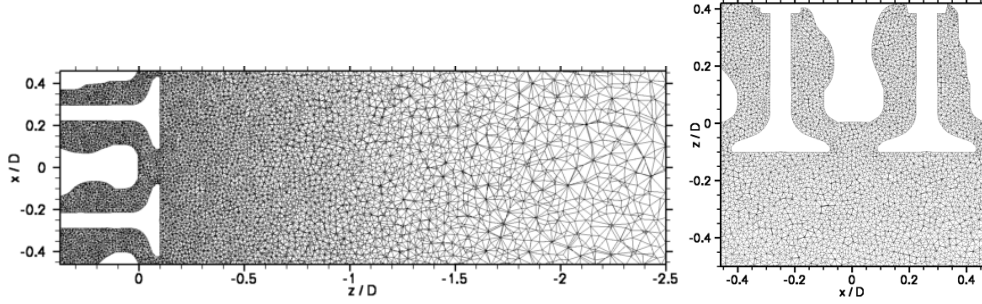


FIG. 5.4: Topologie du maillage non structuré au plan \mathcal{P}_1 .

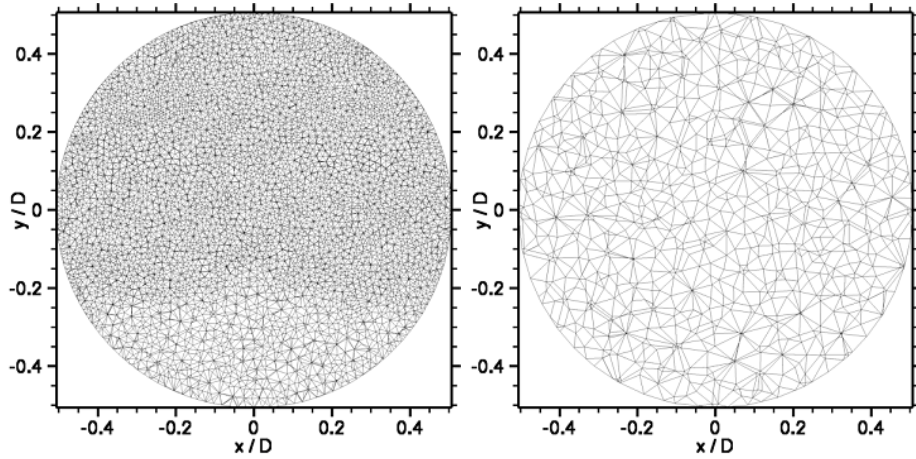


FIG. 5.5: Coupes transversales du maillage non structuré au niveau des plans \mathcal{P}_2 ($z=0.12 D$) et \mathcal{P}_3 ($z=1.75 D$).

Résultats

Utilisant le même type de solution initiale que lors des étapes précédentes, à savoir des champs de vitesses et de pression constants, un régime transitoire s'initie au début du calcul et se prolonge sur près de deux temps convectifs, τ_C qui vaut pour ce banc volute $15 ms$. Une fois le régime stabilisé atteint, on moyenne les champs de vitesses sur $2.5 \tau_C$, période minimale d'échantillonnage, établie par des tests préliminaires.

Une fois stabilisée, la pression moyenne au niveau des deux entrées vaut 100570 Pa . Cette pression est différente de celle dans le plenum, p_0 , du fait de la présence du rétrécissement de section entre le plenum et les conduits. Cependant, cette pression est proche de la pression dans le plenum obtenue expérimentale de 100740 Pa , puisque, selon Idel'Cik [56], la perte de charge dans le présent rétrécissement vaut environ 100 Pa .

La figure 5.6 compare les champs moyens des vitesses normale et orthoradiale LES avec ceux mesurés par DGV au plan \mathcal{P}_2 . Sur la moitié supérieure des champs de vitesse normale, on distingue nettement deux empreintes. L'empreinte située à gauche correspond au jet venant du conduit hélicoïdal, alors que celle de droite correspond au jet débouchant du conduit orienté. Ces deux empreintes ont des formes très différentes, que la LES reproduit uniquement globalement. La forme des jets est modelée par les décollements au niveau de la soupape et de son siège, qui sont principalement contrôlés par la forme des conduits. L'accord limité entre les mesures DGV et les calculs LES pourrait provenir du manque de résolution en proche-paroi. Il faut cependant ajouter que la technique de mesure DGV est très sensible à la réflexion du laser dans les endroits confinés, comme c'est le cas au plan \mathcal{P}_2 . Les vitesses positives observées dans la partie inférieure du champ de vitesse normale DGV sont difficiles à comprendre étant donné l'emplacement du plan \mathcal{P}_2 . Les différences entre les champs LES et DGV sont d'ailleurs beaucoup plus limitées au niveau de la vitesse orthoradiale, pour laquelle les réflexions liées à la méthode de mesure sont censées être moindres. Seule la zone de recirculation en aval de la soupape du conduit orienté est mal prédite par la LES.

Au plan \mathcal{P}_3 , situé à $1.75 D$ du plan de culasse, les champs de vitesses ont fortement évolué, comme le montre la figure 5.7. Les deux jets observés sur le plan \mathcal{P}_2 se sont combinés en un seul jet, animé d'un fort mouvement de rotation. Les champs de vitesses ne sont pas très bien prédits par la LES. On y retrouve cependant les principales structures des champs expérimentaux mais aux mauvais endroits et avec une forme approximative.

Plus quantitativement, des profils 1D sont réalisés tout le long du plan \mathcal{P}_1 sur les vitesses moyennes normale et orthoradiale. Les profils LES sont comparés aux profils DGV à la figure 5.8. L'accord est plutôt satisfaisant au vue de la résolution du maillage en proche-paroi, sauf au niveau des deux premiers profils de la vitesse orthoradiale et sur les deux derniers profils de la vitesse normale.

Les résultats du premier calcul sont mitigés selon que l'on analyse soit les champs 2D au niveau des plans \mathcal{P}_2 et \mathcal{P}_3 ou soit, les profils 1D dans le plan \mathcal{P}_1 . La modification de certains paramètres du calcul est susceptible d'améliorer les résultats. Dans la suite, les influences du domaine de calcul, de la modélisation aux parois et du maillage sont testées pour le cas à forte levée.

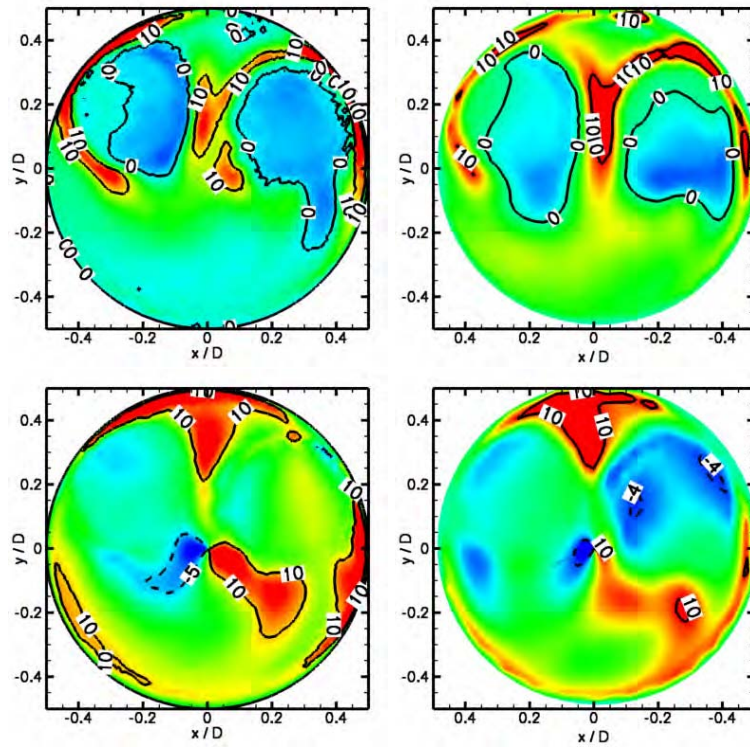


FIG. 5.6: Champs moyens des vitesses normale (haut) et orthoradiale (bas) de la LES (gauche) et des mesures DGV (droite) au plan \mathcal{P}_2 . Les vitesses sont exprimées en vitesse débitante.

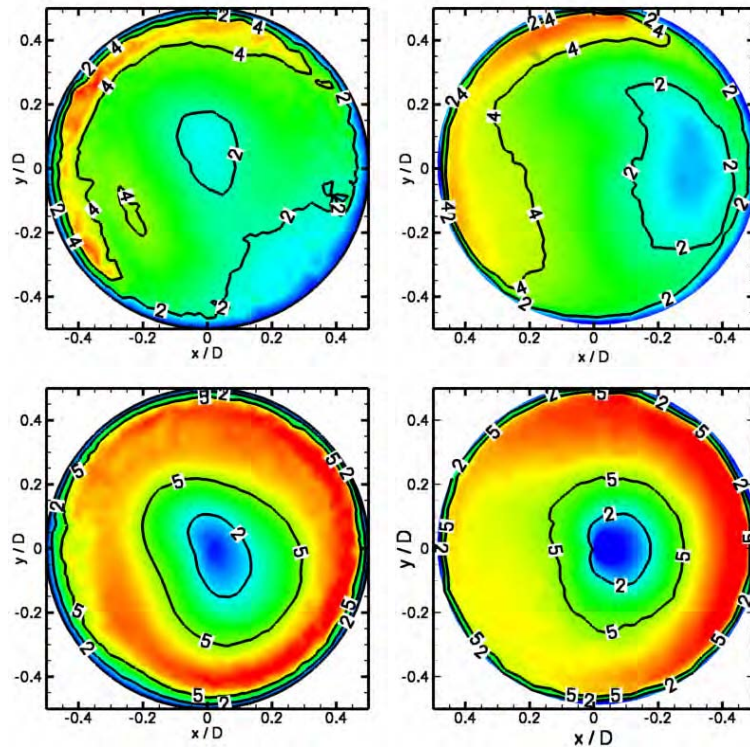


FIG. 5.7: Champs moyens des vitesses normale (haut) et orthoradiale (bas) de la LES (gauche) et des mesures DGV (droite) au plan \mathcal{P}_3 . Les vitesses sont exprimées en vitesse débitante.

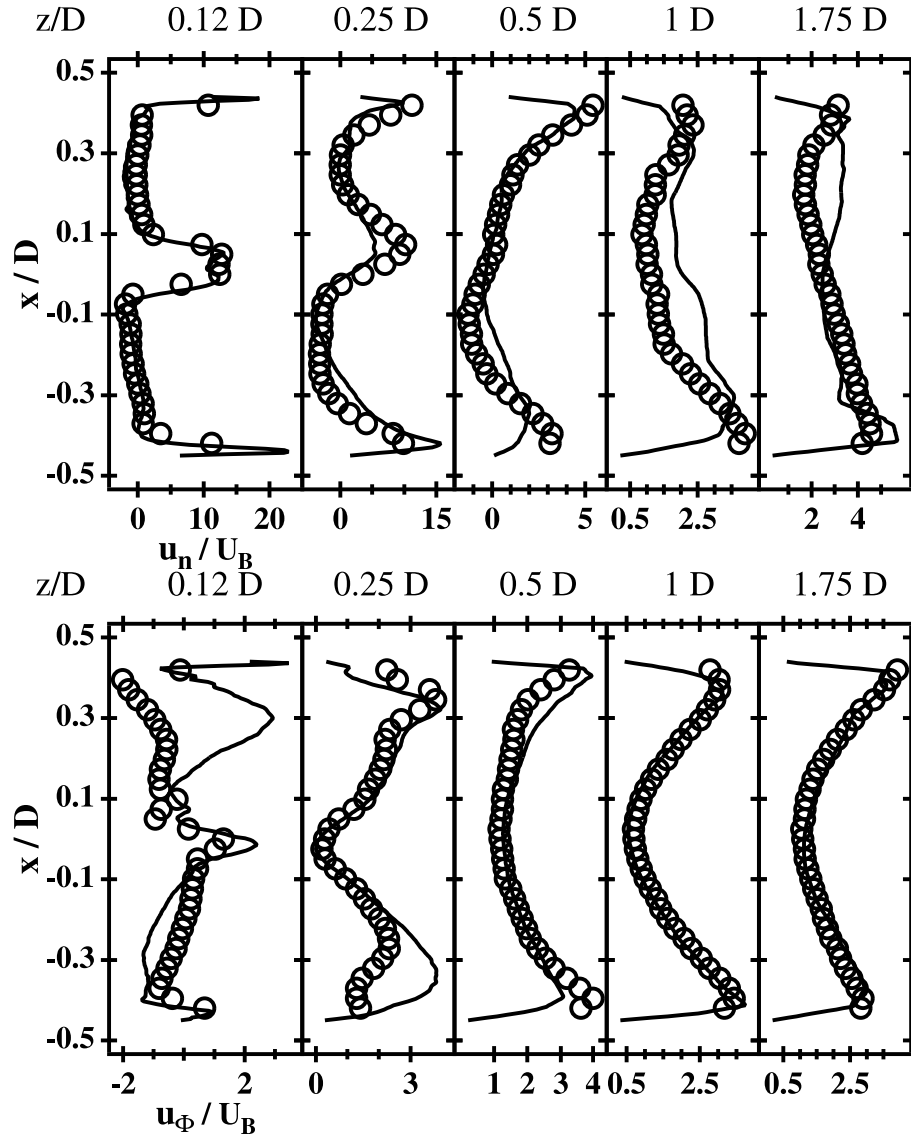


FIG. 5.8: Profils moyens des vitesses normale (haut) et orthoradiale (bas) pour la LES et les mesures DGV dans le plan \mathcal{P}_1 .

○ DGV — LES.

5.2.3 Influence du domaine de calcul

Avant de mettre en cause les paramètres numériques comme le maillage, le domaine de calcul est modifié afin de prendre en compte plus d'éléments du montage expérimental, et de limiter les approximations réalisées au niveau des conditions aux limites. La figure 5.9 représente les deux domaines de calcul supplémentaires testés dans ce paragraphe.

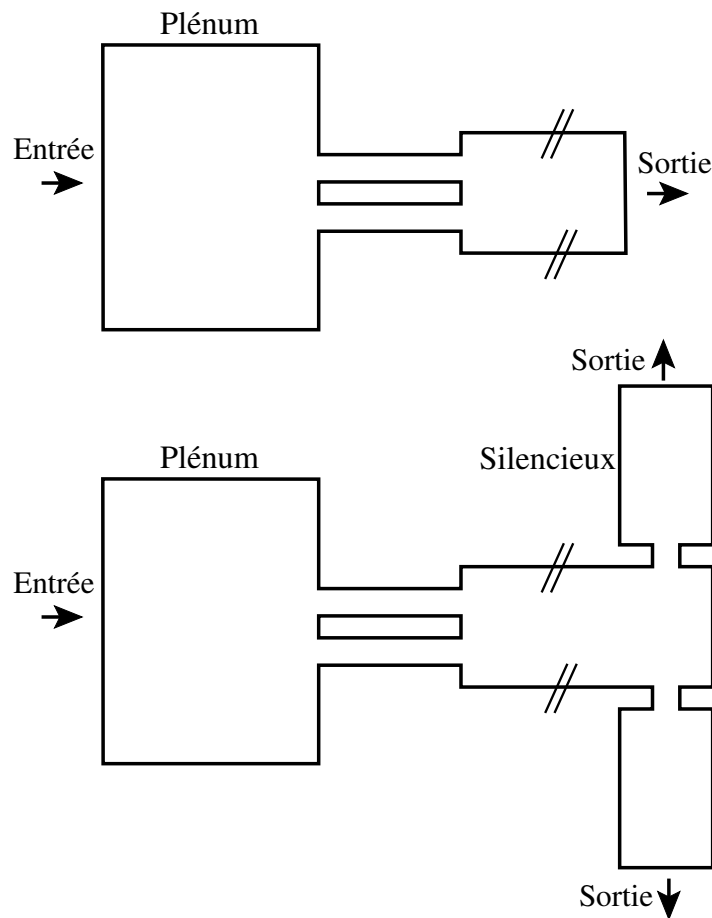


FIG. 5.9: Schéma des domaines de calcul des cas B (haut) et C (bas).

Dorénavant, le domaine de calcul adopté lors du premier calcul (voir figure 5.3) est noté cas A. Le domaine de calcul constitué du plenum, des conduits et du cylindre est noté cas B, alors que le dernier domaine de calcul composé en plus du silencieux est noté cas C. A l'entrée, le cas A a supposé une répartition arbitraire du débit entre les deux conduits. Or cette répartition est critique dans ce type de banc volute, du fait que chaque conduit est très typé et a un rôle spécifique. La prise

en compte du plenum permet d'obtenir implicitement en imposant uniquement le débit total une répartition du débit plus proche de celle expérimentale. Cependant, le calcul du plenum coûte très cher en temps de calcul, puisqu'il se caractérise par un écoulement relativement lent et de grandes dimensions. Il s'étend en effet sur $5 D$ pour une largeur de $1.5 D$ et une profondeur de $1.2 D$. Au niveau de la sortie, le cas B est identique au cas A. Seul le cas C tient compte de la géométrie particulière en sortie du banc expérimental¹. Cette configuration se caractérise par un cylindre fermé à son extrémité, qui est percé sur son enveloppe par 8 trous de $0.25 D$ à $3 D$ du plan de culasse. Ces trous débouchent ensuite dans un silencieux annulaire de $2 D$ de rayon. Cette géométrie particulière peut avoir une influence très forte sur l'écoulement vrillé dans le cylindre. Le cas C annule ainsi toutes les approximations réalisées au niveau des conditions aux limites.

Les deux nouvelles configurations nécessitent la réalisation de deux nouveaux maillages, qui sont plus importants que celui du cas C, et qui engendrent un coût en temps de calcul supérieur. Le maillage des conduits et du cylindre reste le même pour les trois cas. Le tableau 5.2 rassemble pour les trois domaines de calcul les caractéristiques de leur maillage. On remarque que la prise en compte du plenum et du silencieux rajoutent 50000 noeuds et augmente de 14 % le temps de calcul d'un temps convectif.

Cas	Eléments pris en compte			Maillage	
	Plenum	Conduits et cylindre	Silencieux	Noeuds (en milliers)	τ_{CPU}^2 (h)
A	-	×	-	362	25.5
B	×	×	-	366	26.7
C	×	×	×	415	29

TAB. 5.2: Caractéristiques des maillages des trois configurations testées.

Pour les deux cas supplémentaires, des statistiques de l'écoulement sont réalisées sur une période de $2.5 \tau_C$, une fois le régime transitoire terminé. Ces statistiques sont ensuite comparées à celles du cas A. Dans un premier temps, la répartition du débit entre les deux conduits est comparée pour les cas A, B et C au tableau 5.3. L'ajout du plenum entraîne un rééquilibrage des débits traversant les deux conduits. Ce rééquilibrage est toutefois limité puisqu'il ne représente que 2 % du débit total. Si en valeur les débits traversant les deux conduits n'ont pas beaucoup évolué entre les cas A, B et C, les profils moyens de la vitesse normale ont des

¹Le banc expérimental possède une sortie radiale au cylindre plutôt que longitudinale afin de favoriser l'accès optique de la caméra à l'écoulement.

² τ_{CPU} représente le temps en heures que prend le calcul d'un temps convectif, τ_C sur un ordinateur SGI Origin 3800 avec 64 processeurs.

formes très différentes, comme le montre la figure 5.10. Le profil de vitesse normale est plat pour le cas A, alors qu'il présente des sur-vitesses sur les bords pour les cas B et C. Ces sur-vitesses s'expliquent par la présence d'un rétrécissement brusque qui resserre les lignes de courant.

La prise en compte du plenum permet de mieux comparer la pression du plenum obtenue avec les calculs B et C et celle expérimentale. Dans le cas B, p_0 vaut 101552 Pa, ce qui est très supérieure à la valeur souhaitée. Cette valeur s'explique par le fait que la configuration de sortie calculée n'est pas celle du banc d'essai. Cette hypothèse est confirmée par la pression dans le plenum obtenue avec le cas C, qui vaut 101022 Pa. La différence de pression dans le plenum entre le calcul C et les mesures est directement liée à l'évaluation des pertes de charge (linéaires, singulières) dans le calcul. Ces pertes de charge avec la résolution utilisée ici sont sur-estimées de 5%.

Les profils moyens de la vitesse normale des cas B et C semblent ne pas être suffisamment convergés. Les structures de l'écoulement dans le plenum ont des temps caractéristiques très grands du fait de leur lenteur, ce qui nécessite un temps de moyennage, plus grand que celui utilisé ici pour résoudre les structures dans le cylindre. Des différences apparaissent également au niveau des profils des fluctuations normales. La figure 5.11 montre que le plenum génère un grand nombre de structures turbulentes qui entrent dans les conduits. Les fluctuations de vitesse des cas B et C sont entre deux et quatre fois plus importantes que celles du cas A.

Répartition du débit en %	Cas		
	A	B	C
\dot{m}_O	53.20	50.68	50.72
\dot{m}_H	46.80	49.32	49.28

TAB. 5.3: Répartition moyenne du débit entre les deux conduits pour les cas A, B et C.

L'ajout du plenum engendre des différences limitées au niveau de la répartition du débit et de la forme des profils entrant dans les conduits. Malgré ses différences, les champs moyens des vitesses normale et orthoradiale aux plans \mathcal{P}_2 et \mathcal{P}_3 pour les cas A et B, sont très proches. Seule la zone de recirculation se trouvant dans la partie inférieure du champ de vitesse normale au plan \mathcal{P}_2 se trouve accélérer. La prise en compte de la configuration de sortie expérimentale avec le cas C améliore par contre nettement les résultats pour les vitesses normale et orthoradiale et à la fois aux plans \mathcal{P}_2 et \mathcal{P}_3 . Les jets de soupape sont mieux prédits par le cas C que par les cas A et B. La zone de recirculation en aval de la soupape du conduit orienté est par exemple quasiment parfaitement prédite par le cas C. Au plan \mathcal{P}_3 , le cas C permet de reproduire avec une excellente précision l'emplacement et l'intensité des structures observées expérimentalement.

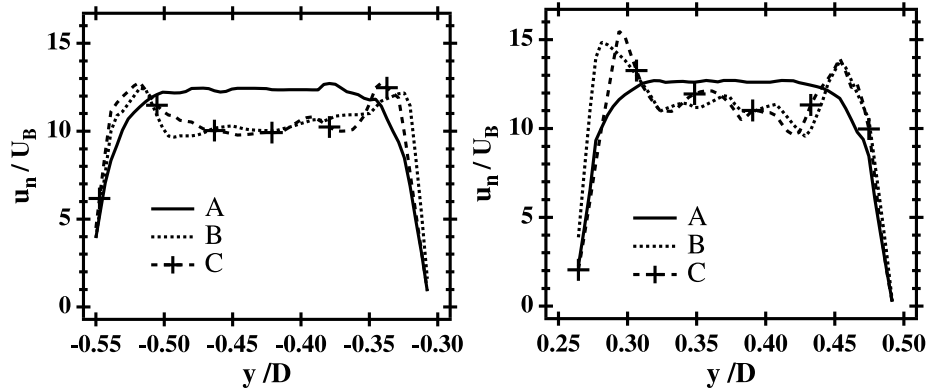


FIG. 5.10: Profils de la vitesse normale moyenne pour les cas A, B et C du conduit orienté (gauche) et du conduit hélicoïdal (droite).

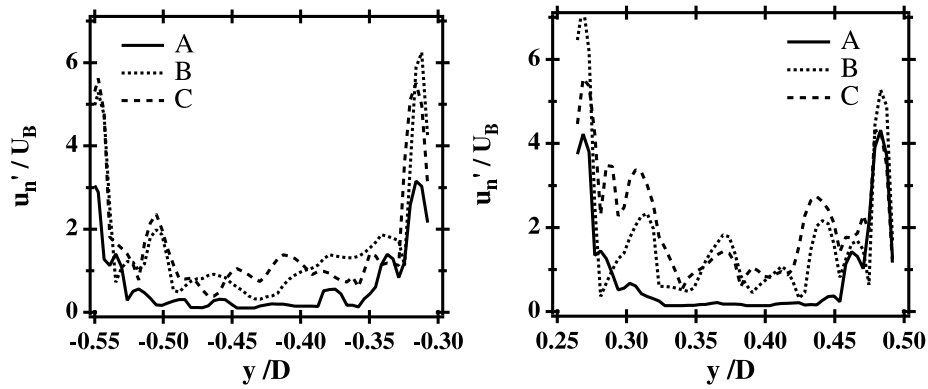


FIG. 5.11: Profils des fluctuations de la vitesse normale pour les cas A, B et C du conduit orienté (gauche) et du conduit hélicoïdal (droite).

Les profils de vitesses normale et orthoradiale dans le plan \mathcal{P}_1 confirment les précédentes observations, à savoir que l'ajout du plenum change peu les champs de vitesses alors que l'ajout du silencieux apporte des améliorations sur l'ensemble des champs de vitesses. La prise en compte du silencieux permet ainsi de recoller parfaitement aux profils expérimentaux à $1.75 D$ (voir figure 5.14). On note également qu'avec le silencieux même le profil de vitesse orthoradiale à $0.12 D$ est en excellent accord avec les expériences. Ce résultat montre à quel point un écoulement vrillé complexe dépend de la configuration de sortie.

Les lignes de courant sont représentées pour les cas A, B et C près de la culasse à la figure 5.15 et, vers la fin du cylindre à la figure 5.16. Les lignes de courant confirment l'influence de la configuration de sortie sur l'ensemble de l'écoulement dans le cylindre. Les différences s'accroissent progressivement au fur et à mesure

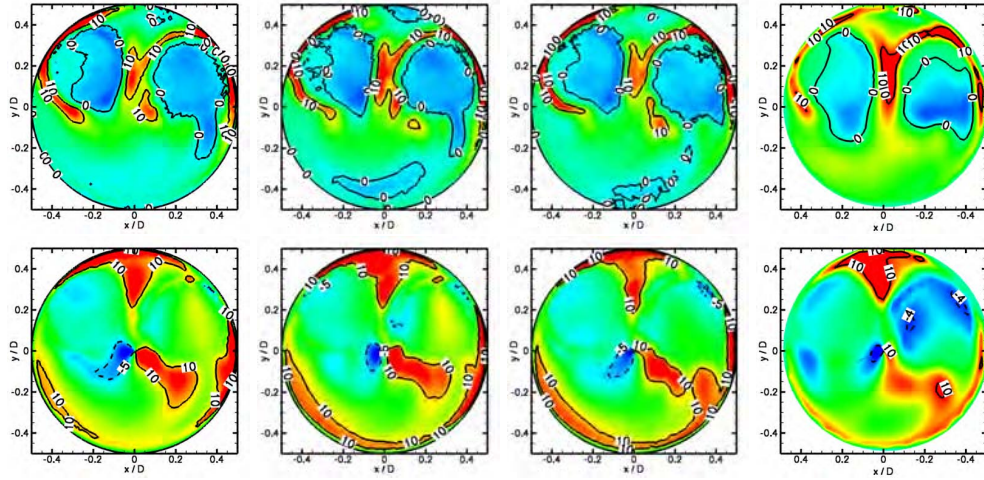


FIG. 5.12: Champs moyens des vitesses normale (haut) et orthoradiale (bas) pour les cas A, B et C et pour les mesures DGV au plan \mathcal{P}_2 . Les vitesses sont exprimées en vitesse débitante.

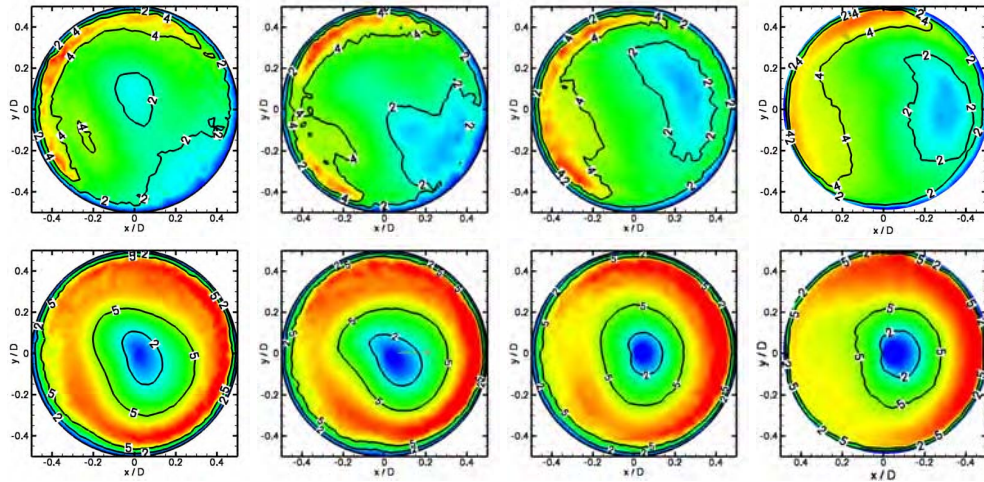


FIG. 5.13: Champs moyens des vitesses normale (haut) et orthoradiale (bas) pour les cas A, B et C et pour les mesures DGV au plan \mathcal{P}_3 . Les vitesses sont exprimées en vitesse débitante.

que l'on se rapproche de la sortie. Pour les cas A et B, les lignes de courant se resserrent vers la fin du cylindre, alors qu'elles s'écartent pour le cas C. Sans même modifier aucun paramètre numérique ou physique, il semble indispensable au vue de ces résultats d'imposer les conditions aux limites le plus précisément possible. Dans le cadre d'un calcul aérodynamique dans un banc volute, comme

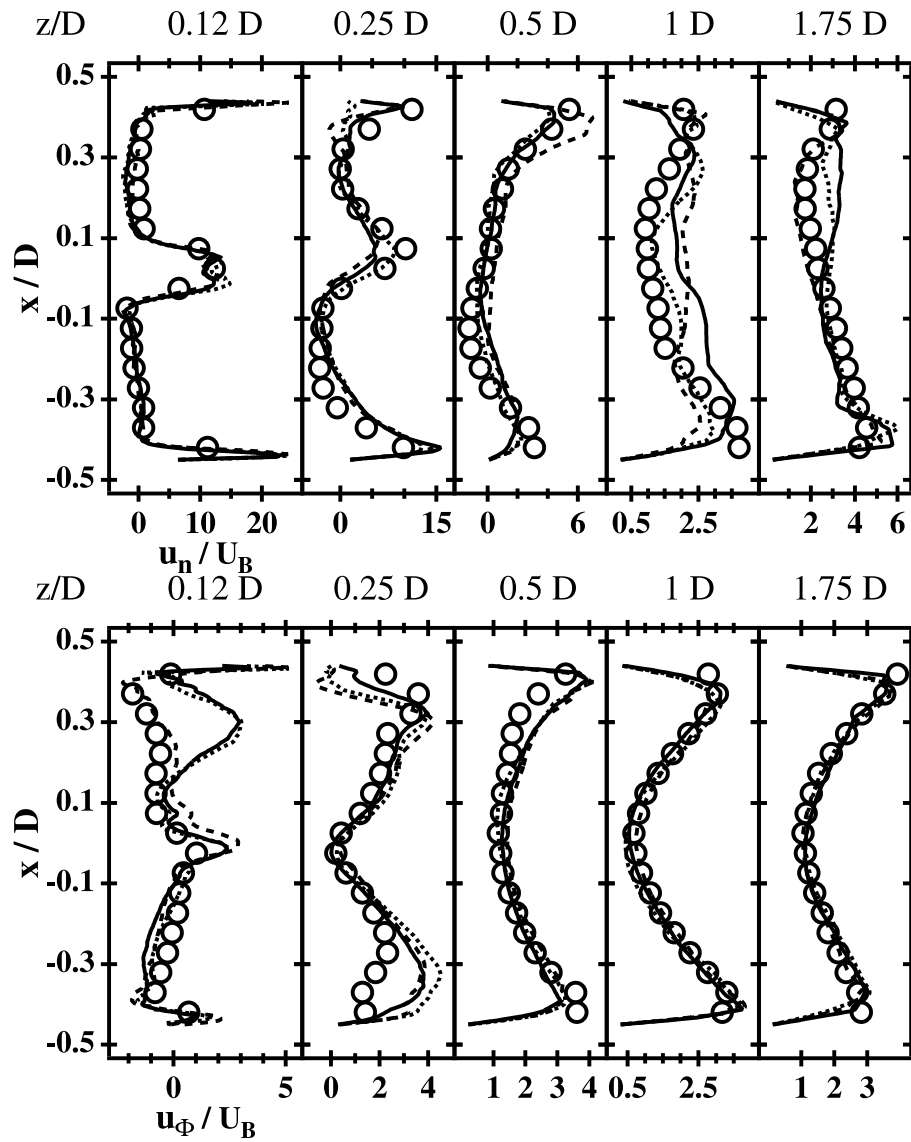


FIG. 5.14: Profils moyens des vitesses normale (haut) et orthoradiale (bas) pour les cas A, B et C et les mesures DGV dans le plan \mathcal{P}_1 .

○ DGV — A B --- C.

celui traité ici, la prise en compte des éléments tels qu'un plenum et un silencieux s'avère indispensable.

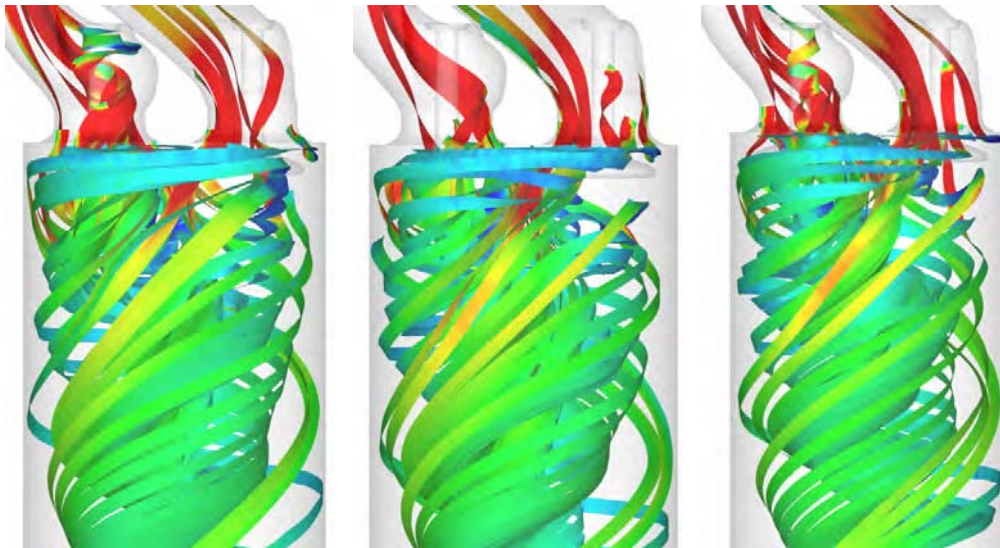


FIG. 5.15: Lignes de courant pour les cas A (gauche), B (milieu) et C (droite) près de la culasse.

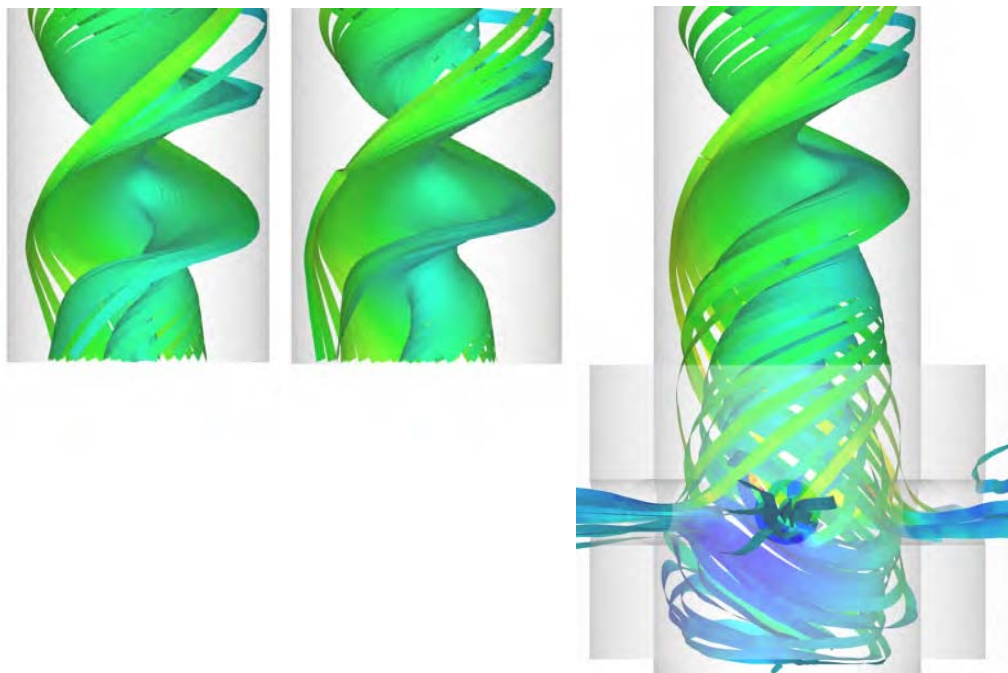


FIG. 5.16: Lignes de courant pour les cas A (gauche), B (milieu) et C (droite) vers la fin du cylindre.

5.2.4 Influence de la modélisation à la paroi

Le paragraphe 5.2.3 a montré la nécessité de prendre en compte l'ensemble des éléments du montage expérimental afin de reproduire l'écoulement le traversant le plus fidèlement possible. Bien que les résultats soient satisfaisants, plusieurs imperfections, comme la faible résolution en proche-paroi, demeurent dans le calcul. La figure 5.17 représente un champ instantané de y^+ au niveau des conduits et du cylindre pour le cas C. Le maillage de ce cas se caractérise par un y^+ moyen de 100 au niveau des conduits et des soupapes, ce qui est insuffisant pour résoudre correctement l'écoulement près des parois. En effet, une résolution de l'écoulement aux parois est supposée suffisante lorsqu'au moins un point du maillage est situé dans la sous-couche visqueuse. Cette sous-couche visqueuse se terminant pour un $y^+ \simeq 30$, un y^+ correct est proche de 30.

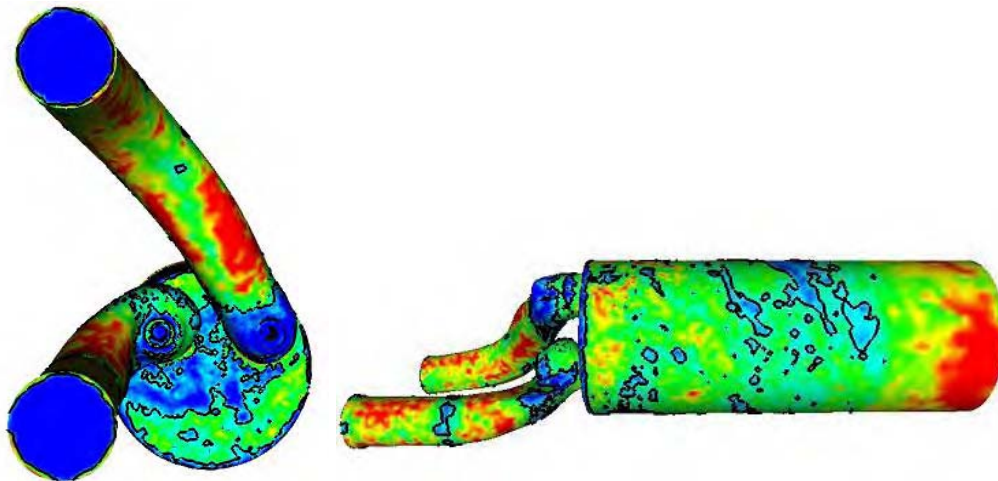


FIG. 5.17: Champ instantané de y^+ et contour à 100 pour le cas C. y^+ est compris entre 30 et 300.

Les murs non glissants utilisés jusqu'alors dans tous les calculs de l'étape 4 ne permettent pas de combler l'insuffisante résolution aux parois. Dans cette partie, les murs non glissants sont remplacés par les murs glissants avec lois de paroi, décrits au paragraphe 1.7.3. Le domaine de calcul utilisé est le même que celui du cas C, alors que le modèle de Smagorinsky remplace le modèle WALE. L'ensemble de ces modifications constituent le cas E. Un autre cas, noté D, est créé afin d'évaluer uniquement l'influence du modèle de sous-maille. Les caractéristiques des cas C, D et E étudiés dans ce paragraphe sont synthétisées au tableau 5.4.

L'utilisation des lois de paroi modifie la pression moyenne dans le plenum, p_0 .

Cas	Modèle de sous-maille	Modélisations à la paroi
C	WALE	Murs non glissants
D	Smagorinsky	Murs non glissants
E	Smagorinsky	Lois de paroi

TAB. 5.4: Caractéristiques des cas C, D et E.

Cette pression est sous-estimée par le calcul E, puisqu'elle vaut 99150 *Pa*, au lieu de 101022 *Pa* pour les calculs C et D et qu'expérimentalement cette pression a été mesurée à 100740 *Pa*. Cela signifie que les pertes de charge dans les conduits et près des soupapes sont sous-estimées de près de 30 %. Une telle différence se retrouve également au niveau de la répartition des débits entre les conduits. Si la répartition du débit varie peu avec le modèle de sous-maille, elle s'inverse avec l'utilisation de lois de paroi (cas E) par rapport à celle des cas C et D (voir tableau 5.5).

Répartition du débit en %	Cas		
	C	D	E
\dot{m}_O	50.72	49.29	
\dot{m}_H	49.28	50.71	

TAB. 5.5: Répartition moyenne du débit entre les deux conduits pour les cas C, D et E.

Les champs de vitesses aux plans \mathcal{P}_2 (voir figure 5.18) et \mathcal{P}_3 (voir figure 5.19) des cas C, D et E sont très différents les uns des autres. Le cas C constitue la méthodologie permettant de reproduire le mieux l'écoulement observé expérimentalement.

L'utilisation du modèle de Smagorinsky au lieu du modèle WALE amoindrit quelque peu la qualité de prédiction de la LES. Le modèle de Smagorinsky est connu en particulier pour ajouter une trop grande viscosité près des parois. Cette particularité est surtout visible au plan \mathcal{P}_3 où l'écoulement obtenu est plus lent que celui du cas C. La vitesse de rotation de l'écoulement, c'est à dire le swirl, s'en trouve sous-estimée, alors qu'avec le modèle WALE, le champ de vitesse orthoradiale prédit est en excellent accord avec les mesures.

L'application de lois de paroi à l'équilibre à un écoulement aussi complexe que celui traversant un banc volute est autant injustifiable que l'utilisation de murs non glissants. L'utilisation de ce type de lois de paroi conduit dans le cas traité ici à un écoulement animé d'une rotation quasiment solide dans le plan \mathcal{P}_3 , alors qu'expérimentalement, l'écoulement vrillé à cet abscisse est totalement asymétrique. L'écoulement au plan \mathcal{P}_2 obtenu avec les lois de paroi présente des empreintes

des deux soupapes plus marquées. Cela signifie que l'écoulement décolle moins des soupapes avec les lois de parois qu'avec les murs non glissants. Les jets modélisés par la forme des conduits perdent leur particularité. Toute la typologie de l'écoulement dépendant de l'interaction entre les deux jets s'en trouve modifiée.

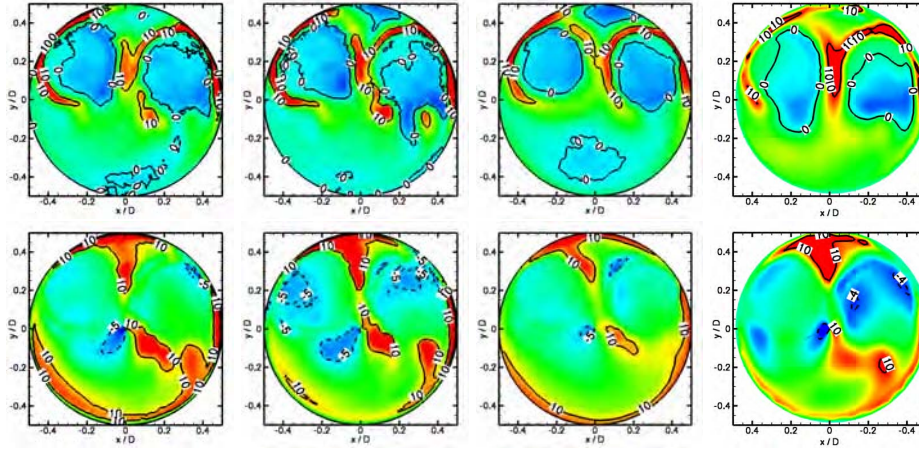


FIG. 5.18: Champs moyens des vitesses normale (haut) et orthoradiale (bas) pour les cas C, D et E et pour les mesures DGV au plan \mathcal{P}_2 . Les vitesses sont exprimées en vitesse débitante.

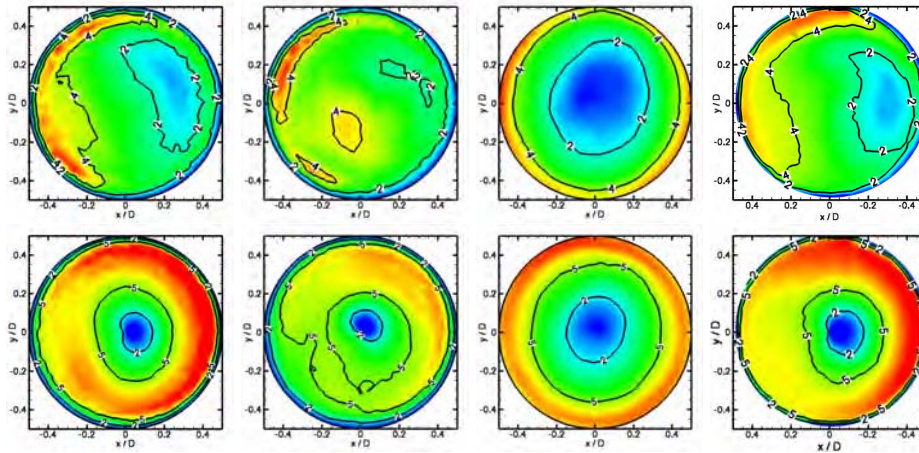


FIG. 5.19: Champs moyens des vitesses normale (haut) et orthoradiale (bas) pour les cas C, D et E et pour les mesures DGV au plan \mathcal{P}_3 . Les vitesses sont exprimées en vitesse débitante.

Les profils moyens des vitesses dans le plan \mathcal{P}_1 (voir figure 5.20) confirment les précédentes observations. Globalement, la modification du modèle de sous-maille

ne modifie que légèrement les profils de vitesses. Le modèle de WALE apporte de meilleurs résultats que le modèle de Smagorinsky. Par contre, l'écoulement prédit avec les lois de paroi se dégrade au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la culasse. Cette dégradation provient de la modélisation inadaptée des lois de paroi dans le cadre d'un écoulement aussi décollé et complexe que celui traversant un banc volute. Dès que le vecteur-vitesse est normal ou quasiment normal aux murs, le type de lois de paroi utilisé ici amortit très fortement le rebondissement du jet. A chaque décollement, l'erreur de modélisation réalisée s'accumule. Dans le cas présent, comme les pertes de charge dans les conduits sont mal prédites, la répartition du débit entre les deux conduits est biaisée, ce qui empêche de prédire fidèlement l'écoulement dans le cylindre.

La figure 5.21 représente les champs moyens des vitesses normale et orthoradiale au plan \mathcal{P}_1 pour les cas C, D et E. Le modèle de sous-maille modifie peu les décollements dans les conduits et au niveau des soupapes, alors que l'utilisation des lois de paroi affecte complètement les champs de vitesses. Que ce soit au niveau du siège du conduit hélicoïdal, situé à gauche sur les champs ou au niveau du siège du conduit orienté, situé à droite, les décollements sont retardés dans le cas E. Les lois de paroi semblent affecter de manière forte l'écoulement impactant les tiges de soupape. La vitesse orthoradiale prédite par le cas E au niveau des deux tiges de soupape est moins grande, comme ralentie avec les lois de paroi. Ce ralentissement de la rotation de l'écoulement entraîne une diminution de la rotation de l'écoulement une fois dans le cylindre.

Les vecteurs-vitesse obtenus pour les cas C et E sont représentés à la figure 5.22. Leur comparaison montre que les lois de paroi ralentissent l'écoulement dans les zones de décollement, ce qui retarde les décollements, alors que dans les zones de rattachements, l'écoulement impactant la paroi, n'est quasiment pas ralenti. Les lois de paroi utilisées dans ce paragraphe en temps qu'approche alternative aux murs non glissants, semblent ne pas être adaptées au cas des écoulements dans les bancs volutes.

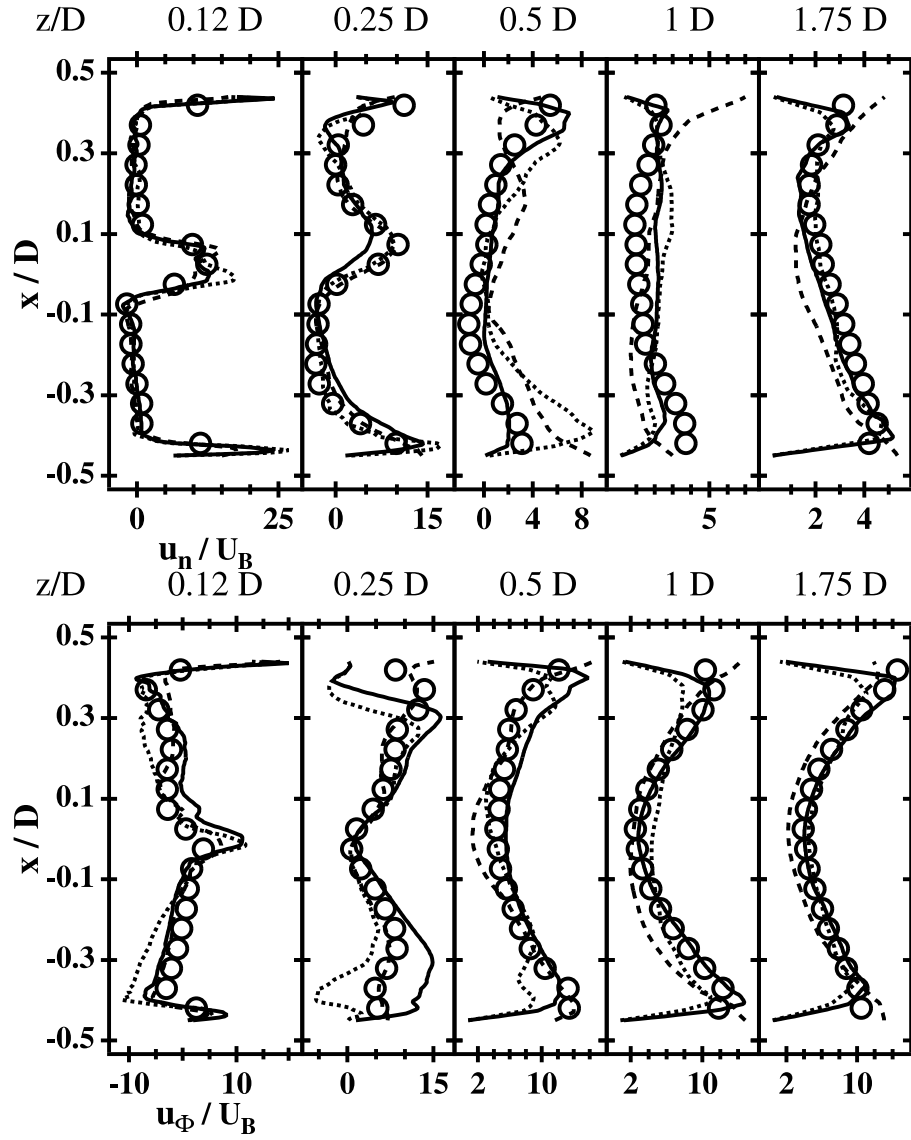


FIG. 5.20: Profils moyens des vitesses normale (haut) et orthoradiale (bas) pour les cas C, D et E et les mesures DGV dans le plan \mathcal{P}_1 .

○ DGV — C D --- E.

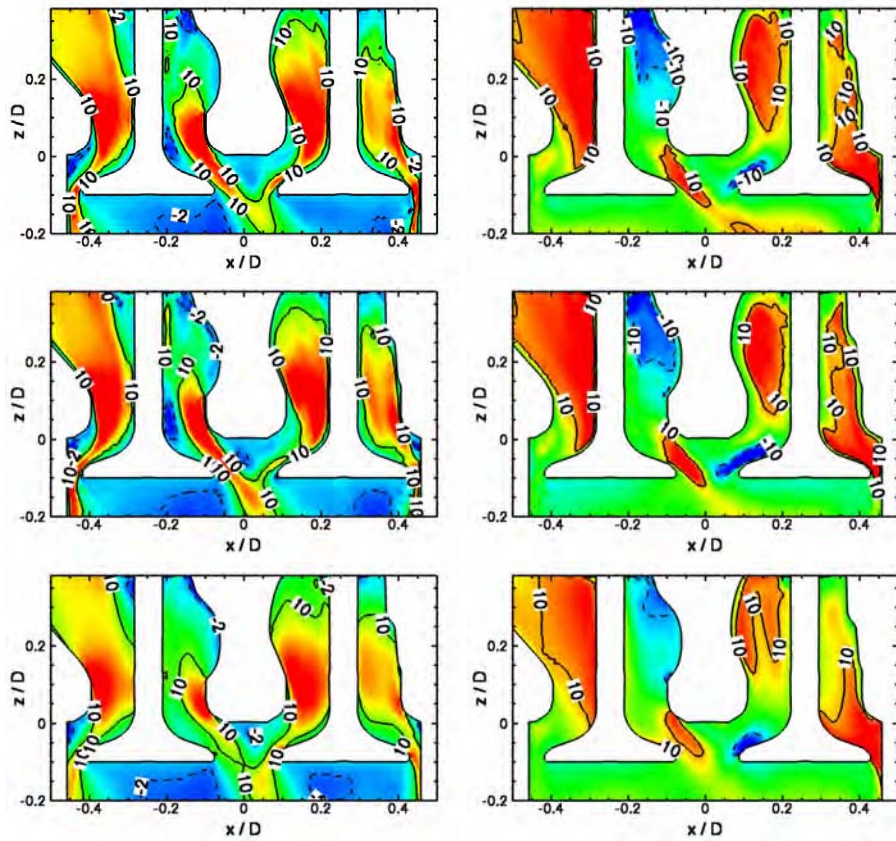


FIG. 5.21: Champs moyens des vitesses normale (gauche) et orthoradiale (droite) pour les cas C, D et E au \mathcal{P}_1 . Les vitesses sont exprimées en vitesse débitante.

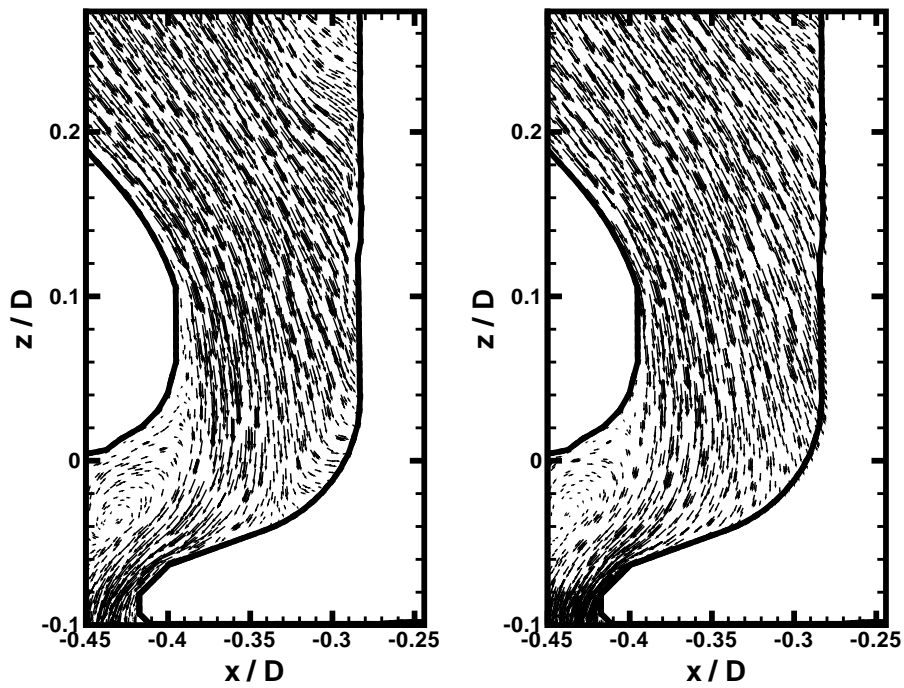


FIG. 5.22: Vecteurs-vitesse pour les cas C (gauche) et E (droite) près du siège de soupape du conduit hélicoïdal dans le plan \mathcal{P}_1 .

5.2.5 Influence du maillage

Les meilleurs résultats ont été obtenus jusqu'ici avec le cas C. Bien que les champs de vitesses prédits par ce cas soient globalement en accord avec les champs expérimentaux, ils présentent certaines différences avec les mesures, en particulier au plan \mathcal{P}_2 . Ces différences s'expliquent, comme on l'a déjà vu, par l'insuffisance de la résolution près des parois, au niveau des conduits et des soupapes. Dans ce paragraphe, le maillage du cas C est raffiné afin de mieux prédire l'écoulement tout près de la culasse.

Le maillage du cas C se présente localement près des parois, comme le montre le schéma en haut de la figure 5.23, comme une bande de hauteur h , composée de tétraèdres réguliers d'arrête a , dirigés alternativement vers le haut ou le bas. Pour raffiner d'un facteur deux ce maillage, deux méthodes sont possibles : on peut soit rajouter des tétraèdres de plus petite taille ou utiliser des prismes. Dans l'exemple de la figure 5.23, le doublement de la résolution de la couche limite requière 4 fois plus de tétraèdres en n'utilisant que des tétraèdres, alors qu'elle ne nécessite que 8 prismes. Cette constatation en 2D se dérive en 3D à l'aide des relations de la hauteur, de la surface, et du volume d'un tétraèdre (voir relation 5.2). Le raffinement d'un facteur α d'une couche limite nécessite la réduction des arrêtes des tétraèdres pariétaux du même facteur. En considérant l'ensemble du volume de la couche limite, il faut α^3 fois plus de tétraèdres, sans compter les zones de transition entre les tétraèdres pariétaux et ceux dans le domaine. L'utilisation de prismes se réduit à l'extrusion de la base des tétraèdres du domaine sur les parois. Cette méthode ne nécessite que α fois plus de prismes que de tétraèdres présents initialement. La méthode utilisant des prismes plutôt que des tétraèdres pour le raffinement aux parois semble donc plus efficace et moins coûteuse.

$$\begin{aligned} V_{\Omega} &= \frac{\sqrt{2}}{12} \cdot a^3 \\ A_{\Omega} &= a^2 \cdot \sqrt{3} \\ h_{\Omega} &= a \cdot \sqrt{\frac{2}{3}} \end{aligned} \tag{5.2}$$

Il faut en plus tenir compte de l'évolution du pas de temps avec le raffinement, qui joue directement sur l'efficacité du calcul. Le pas de temps dans AVBP est calculé à partir de la relation 1.68, qui correspond au minimum du pas de temps acoustique dans le domaine et, qui est lié à la formulation explicite du code. Il dépend du volume de la cellule et de la vitesse locale de l'écoulement. On suppose que le pas de temps limitant est imposé par une maille pariétale (ce qui est le cas ici). Lors d'un raffinement d'un facteur α , le pas de temps est divisé par α^3 en utilisant des tétraèdres, alors qu'il est divisé par α avec des prismes. Au final, le

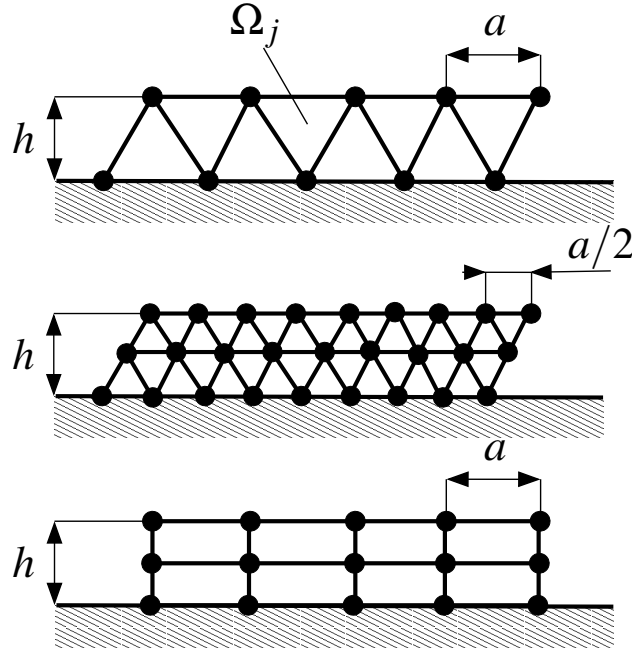
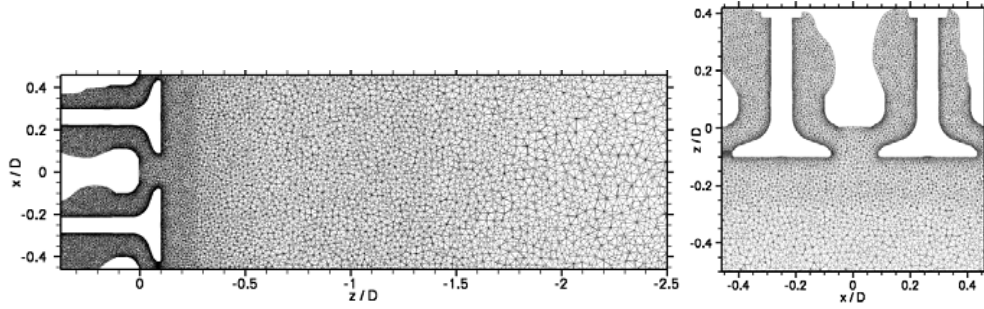
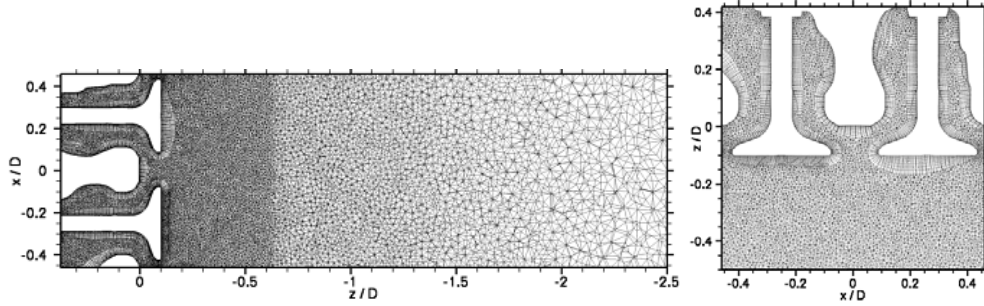


FIG. 5.23: Schéma simplifié du maillage C près d'une paroi (haut) et description des deux méthodes de raffinement proposées utilisant des tétraèdres (milieu) ou des prismes (bas).

raffinement avec des tétraèdres engendre un ralentissement du calcul d'un facteur α^6 , alors que le même raffinement avec des prismes ne coûtent que α^2 .

Deux nouveaux maillages sont réalisés utilisant chacun une technique de raffinement. Le cas F est basé sur l'ajout de tétraèdres au niveau des parois des conduits et des soupapes. La taille des tétraèdres pariétaux dans ces régions a été divisée par 3. Le déraffinement dans le cylindre se fait plus doucement que dans le cas C. Le deuxième nouveau maillage généré est un maillage hybride composé de tétraèdres dans le domaine et de dix couches de prismes au niveau des parois des conduits et des soupapes. La hauteur du prisme pariétal correspond à celle préconisée en RANS pour ce type de calcul à l'heure actuelle. L'interface entre tétraèdres et prismes a été particulièrement soignée afin d'éviter tout saut de volume de maille à maille, qui entrave la stabilité et la qualité du calcul.

Le tableau 5.6 compare les caractéristiques des maillages des cas C, F et G. On note la différence de pas de temps entre les cas F et G malgré un raffinement plus important pour le cas G. Le nombre de noeuds pour le cas G correspond au nombre de noeud total dans le domaine. Il regroupe les noeuds composant les tétraèdres et les prismes. La répartition des noeuds en fonction du type d'éléments

FIG. 5.24: Topologie du maillage non structuré du cas F au plan \mathcal{P}_1 .FIG. 5.25: Topologie du maillage non structuré du cas G au plan \mathcal{P}_1 .

est la suivante : 60 % des noeuds forment les prismes, 40 % les tétraèdres.

Cas	Noeuds (en milliers)	Cellules (en millions)	Δ_{min} (mm)	Δt (μs)	τ_{CPU}^3 (h)
C	415	2.18	0.14	0.15	29
F	797	3.78	0.05	0.07	111
G	1192	4.14	0.05	0.12	86

TAB. 5.6: Caractéristiques des maillages des cas C, F et G.

Sur chacun des maillages réalisés, des calculs LES sont effectués afin d'obtenir des statistiques de l'écoulement convergées au même niveau que celles du cas C. A partir de ces statistiques, la pression dans le plenum obtenue pour les calculs C, F et G est comparée. Le calcul F prédit une pression dans le plenum de 100650 Pa. Le raffinement réalisé dans le calcul F permet d'améliorer nettement la précision sur les pertes de charge. Le calcul G prédit quant à lui une pression dans le plenum

³ τ_{CPU} représente le temps en heures que prend le calcul d'un temps convectif, τ_C sur un ordinateur SGI Origin 3800 avec 64 processeurs.

de 99610 Pa , qui est trop faible par rapport à la pression attendue de 100740 Pa . Comme pour le calcul utilisant des lois de paroi, il semble que le raffinement utilisant à la fois des prismes et des tétraèdres aboutissent à une sous-estimation des pertes de charge. La répartition du débit entre les deux conduits est comparée au tableau 5.7. Le maillage composé uniquement de tétraèdres aboutit à une répartition du débit quasiment identique à celle du cas C, alors que celle obtenue avec le maillage hybride du cas G est inverse. Cette inversion de répartition est liée, comme on l'a déjà vu en modifiant la modélisation aux parois, à une estimation des pertes de charge des conduits différente. Or les profils de vitesse normale à l'entrée des conduits, présentés à la figure 5.26, montre que la résolution aux parois avec le cas G est meilleure que celle des cas C et F. Cette constatation laisse présager que la répartition du débit obtenue avec le cas G est la plus proche de celle qui aurait pu être mesurée expérimentalement.

Répartition des débits en %	Cas		
	C	F	G
\dot{m}_O	50.72		47.3
\dot{m}_H	49.28		52.5

TAB. 5.7: Répartition moyenne du débit entre les deux conduits pour les cas C, F et G.

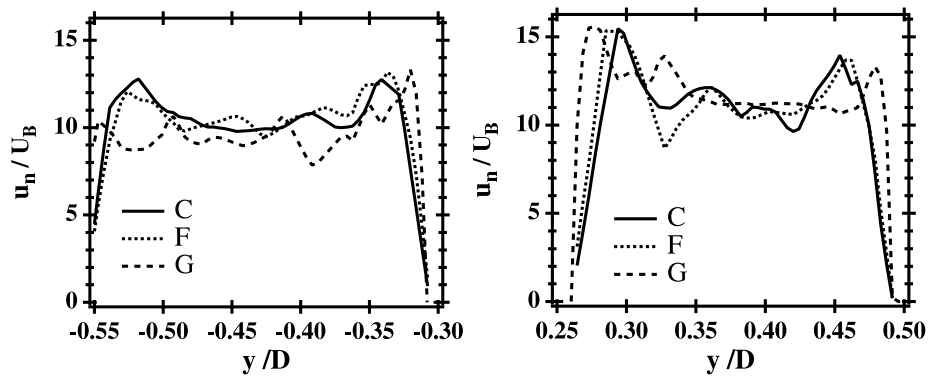


FIG. 5.26: Profils de vitesse normale pour les cas C, F et G du conduit orienté (gauche) et du conduit hélicoïdal (droite).

Cependant, le sensor de viscosité artificielle, ζ_{MAX} , défini par la relation 1.108, se déclenche très fortement dans le cas G par rapport aux cas C et F. Comme le montre la figure 5.27 représentant les profils du sensor à l'entrée des conduits pour les cas F et G⁴, le sensor pour le cas G vaut 10 fois celui du cas F près des

⁴Le sensor n'est pas représenté pour le cas C puisqu'il est strictement égal à celui du cas F

bords des conduits. L'endroit du maximum du sensor pour le cas G correspond à l'interface entre les prismes et les tétraèdres. Bien qu'il soit difficile d'évaluer la quantité de viscosité artificielle du second ordre qui est effectivement rajoutée, on peut l'estimer grossièrement avec la relation 5.3. Elle culmine à l'interface entre les prismes et les tétraèdres dans le conduit orienté à environ 55 fois la viscosité laminaire (et 10 fois la viscosité laminaire dans le conduit hélicoïdal), ce qui est une valeur très proche de la viscosité turbulente. Aux bords des conduits, à l'interface entre les prismes et les tétraèdres, le frottement est donc quasiment multiplié par deux dans le conduit orienté et, augmenté de 10 % dans le conduit hélicoïdal. Le frottement étant biaisé entre les deux conduits, il modifie et inverse même la répartition du débit entre les deux conduits. Le conduit le moins ralenti, c'est à dire le conduit hélicoïdal, voit son débit augmenté, alors que le conduit orienté le plus ralenti voit son débit diminué.

$$v_{AV} = smu2 \cdot \zeta_P \cdot \frac{\Delta^2}{2 \cdot \Delta t} \quad (5.3)$$

Si le sensor de viscosité artificielle se déclenche, cela signifie que des oscillations de pression sont présentes à l'interface entre les prismes et les tétraèdres. Ces oscillations proviennent du formalisme volumes finis du schéma Lax-Wendroff et de la variation du volume des cellules à l'interface. La figure 5.28 représente le profil du volume des cellules à l'entrée des conduits. A l'interface entre les prismes et les tétraèdres, la variation de volume entre les prismes et les tétraèdres adjoints vaut au maximum 50 % à $-0.35 y / D$ dans le conduit hélicoïdal et à $0.45 y / D$ dans le conduit orienté.

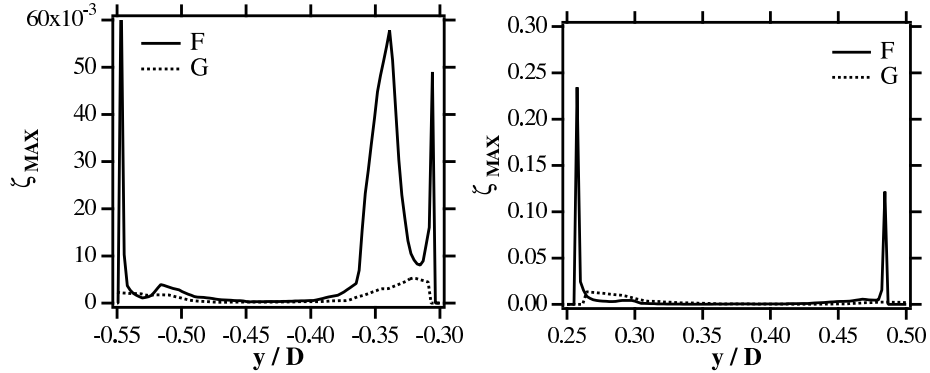


FIG. 5.27: Profils du sensor de viscosité artificielle, ζ_{MAX} pour les cas F et G à l'entrée du conduit orienté (gauche) et du conduit hélicoïdal (droite).

étant donné que les maillages à cet endroit sont les mêmes.

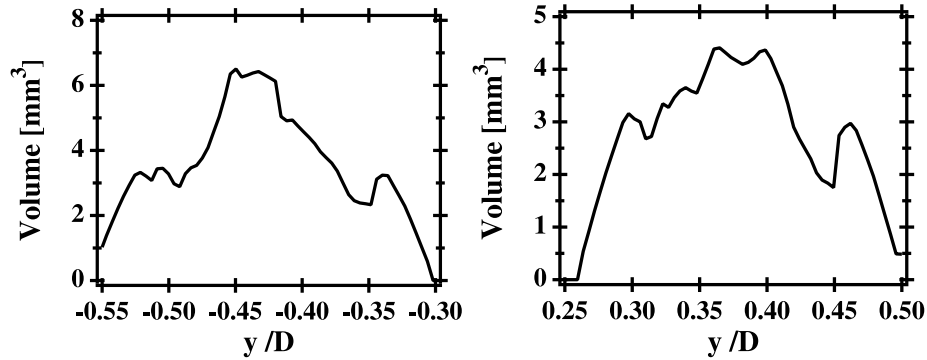


FIG. 5.28: Profils du volume des cellules pour le cas G à l'entrée du conduit orienté (gauche) et du conduit hélicoïdal (droite).

La répartition du débit étant très différente comme pour le cas D, la typologie de l'écoulement dans le cylindre s'en trouve complètement modifiée. Il faut cependant noter que très près de la culasse au plan \mathcal{P}_2 (voir figure 5.29), l'écoulement venant juste de sortir des conduits et des soupapes est peu perturbé. Il est en effet très proche de celui observé expérimentalement. Les zones de recirculation en aval des têtes de soupapes sont mieux prédites, tout comme les jets. Le cas F n'améliore quasiment pas l'écoulement à cet endroit.

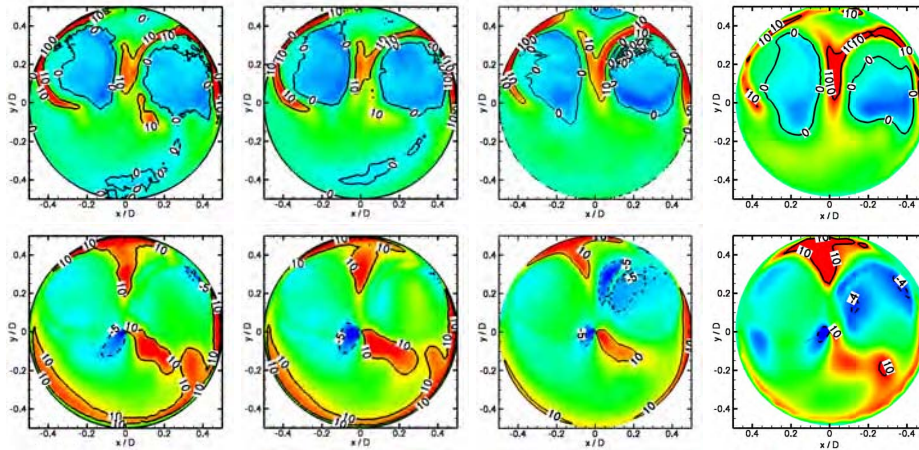


FIG. 5.29: Champs moyens des vitesses normale (haut) et orthoradiale (bas) pour les cas C, F et G et pour les mesures DGV sur le plan \mathcal{P}_2 . Les vitesses sont exprimées en vitesse débitante.

Au plan \mathcal{P}_3 , le raffinement limité du cas F donne des résultats très mitigés. Le champ de vitesse orthoradiale semble mieux prédit par le cas F, alors que le champ

de vitesse normale prédit est moins bon que celui du cas C. Cette surprenante conclusion peut provenir du raffinement d'une part, très limité (les tétraèdres raffinés ont vu leur taille divisée par 3), et d'autre part, très localisé (seuls les tétraèdres au niveau des sièges ont été raffinés alors que ceux aux endroits critiques comme à l'intrados du conduit orienté ne l'ont pas été). Le cas G donne des résultats nettement moins bons au plan \mathcal{P}_3 , autant sur la vitesse normale qu'orthoradiale. L'écoulement semble peu ralenti puisque les valeurs maximales et minimales des vitesses sont proches entre les cas C, F et G. Par contre, leur typologie diffère totalement ce qui provient directement de la différence de répartition du débit entre les deux conduits.

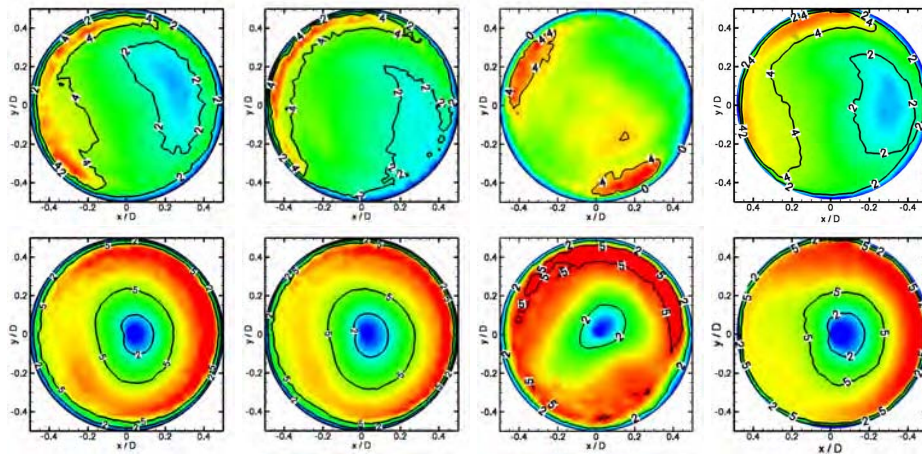


FIG. 5.30: Champs moyens des vitesses normale (haut) et orthoradiale (bas) pour les cas C, F et G et pour les mesures DGV sur le plan \mathcal{P}_3 . Les vitesses sont exprimées en vitesse débitante.

Les figures 5.31, 5.32 et 5.33 permettent de comparer la résolution pariétale, y^+ des cas C, F et G au niveau des conduits vue de dessus, de face et de derrière. Quel que soit la vue, la résolution globale pariétale du cas G est nettement supérieure de celle des cas C et F. y^+ vaut pour ce cas environ 20 sur l'ensemble du conduit, alors qu'il vaut globalement environ 200 pour les cas C et F. En réalité, la résolution pariétale pour ces deux cas varie d'un bout à l'autre des conduits. Vers le début des conduits, y^+ vaut environ 200. Vers la fin des conduits, y^+ vaut 200 pour le cas C, alors qu'il vaut plutôt 50 pour le cas F grâce au raffinement de maillage réalisé près des rideaux de soupapes.

Afin d'évaluer la résolution dans le domaine pour les cas C, F et G, la viscosité turbulente est tracée pour chaque cas à la figure 5.34. La viscosité turbulente n'exède pas 50 fois la viscosité laminaire pour les trois cas. En moyenne, elle vaut entre 10 et 20 fois la viscosité laminaire. On observe très peu de différences entre

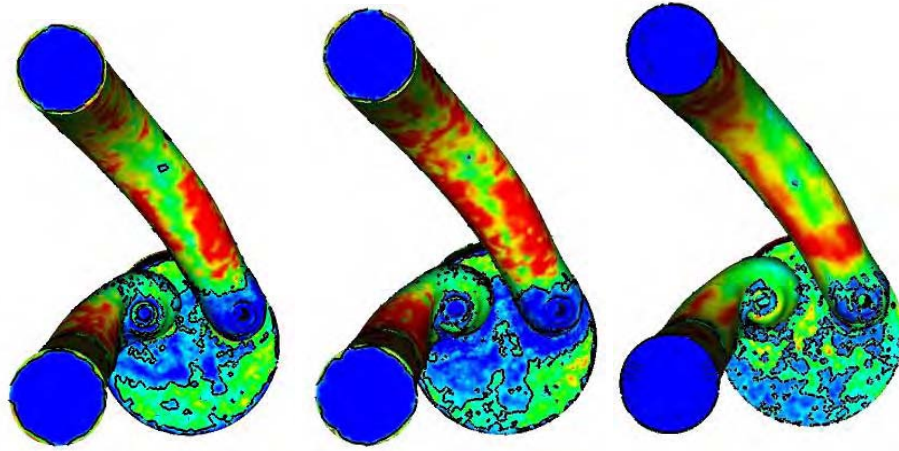


FIG. 5.31: Champs instantanés et contours de y^+ vue de dessus. Pour les cas C et F (gauche et milieu), y^+ est compris entre 30 et 300 et l'iso-contour est à 100. Pour le cas G, y^+ est compris entre 5 et 30 et l'iso-contour est à 10.

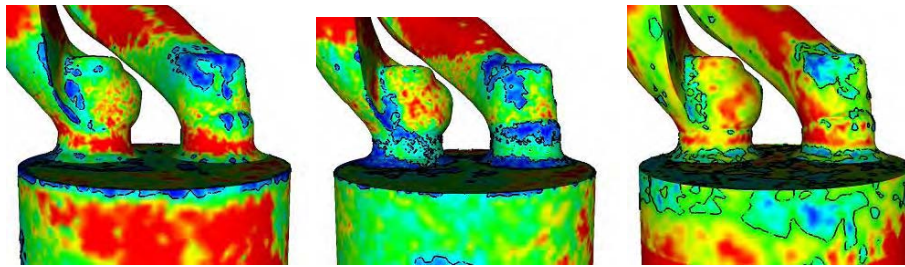


FIG. 5.32: Champs instantanés et contours de y^+ vue de face. Pour les cas C et F (gauche et milieu), y^+ est compris entre 10 et 100 et l'iso-contour est à 50. Pour le cas G, y^+ est compris entre 1 et 30 et l'iso-contour est à 10.

les champs de viscosité turbulente des cas C et F. Le cas F permet d'obtenir une viscosité turbulente plus faible que le cas C à partir de $1 D$ en aval de la culasse. Enfin, pour le cas G, la viscosité turbulente est plus petite que celle des cas C et F entre 0 et $-0.5 x / D$.

En utilisant la relation 3.7, on calcule la résolution d'un champ LES pour chaque cas. La figure 5.35 présente pour chaque cas un champ de la résolution de la LES. La résolution peut descendre jusqu'à 50 % au pire pour les trois cas. Elle vaut en moyenne près de 70 % dans le cylindre, alors qu'elle atteint les 90 % dans les conduits (sans tenir compte de la résolution aux parois). Les champs de résolution LES permettent d'aboutir aux mêmes conclusions que celles réalisées à partir des champs de viscosité turbulente. Le maillage raffiné du cas F permet de maintenir

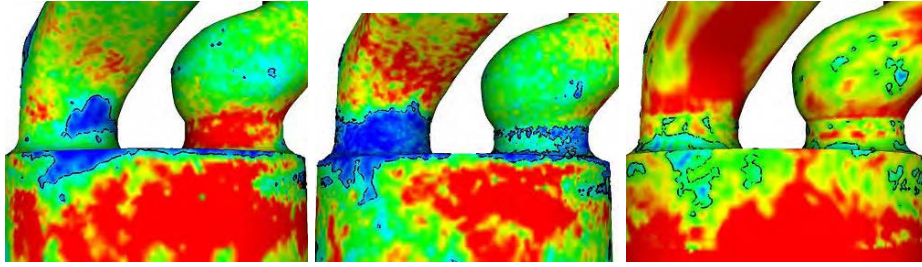


FIG. 5.33: Champs instantanés et contours de y^+ vue de derrière. Pour les cas C et F (gauche et milieu), y^+ est compris entre 10 et 100 et l'iso-contour est à 50. Pour le cas G, y^+ est compris entre 1 et 30 et l'iso-contour est à 10.

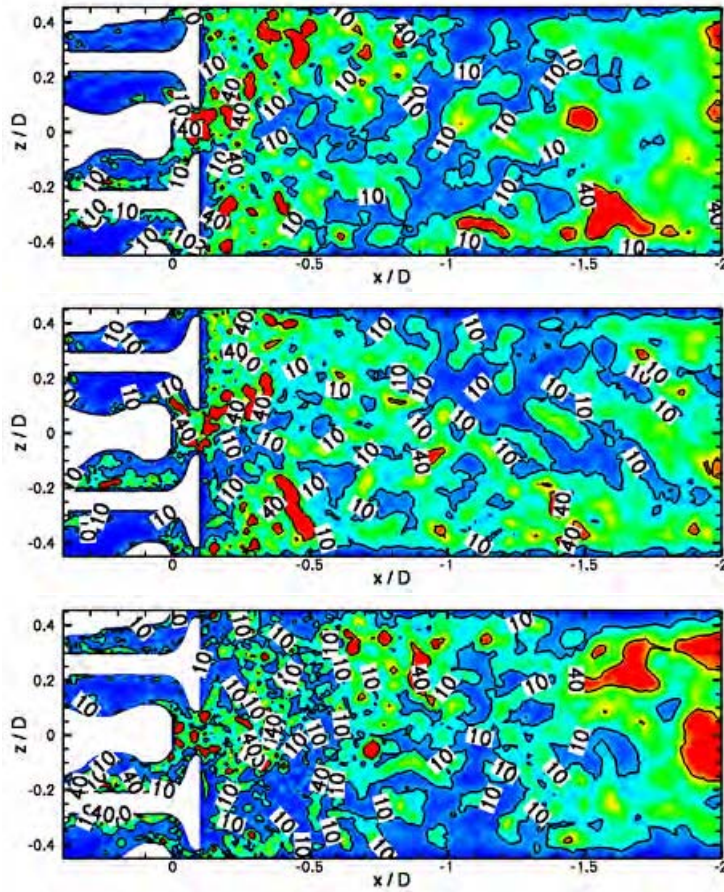


FIG. 5.34: Champs instantanés et contours de viscosité turbulente v_t , exprimée en viscosité laminaire pour les cas C, F et G.

une résolution plus grande par rapport à celle du cas C à partir de 1 D en aval de la culasse. Le cas G permet lui d'améliorer la résolution dans le cylindre près de la culasse.

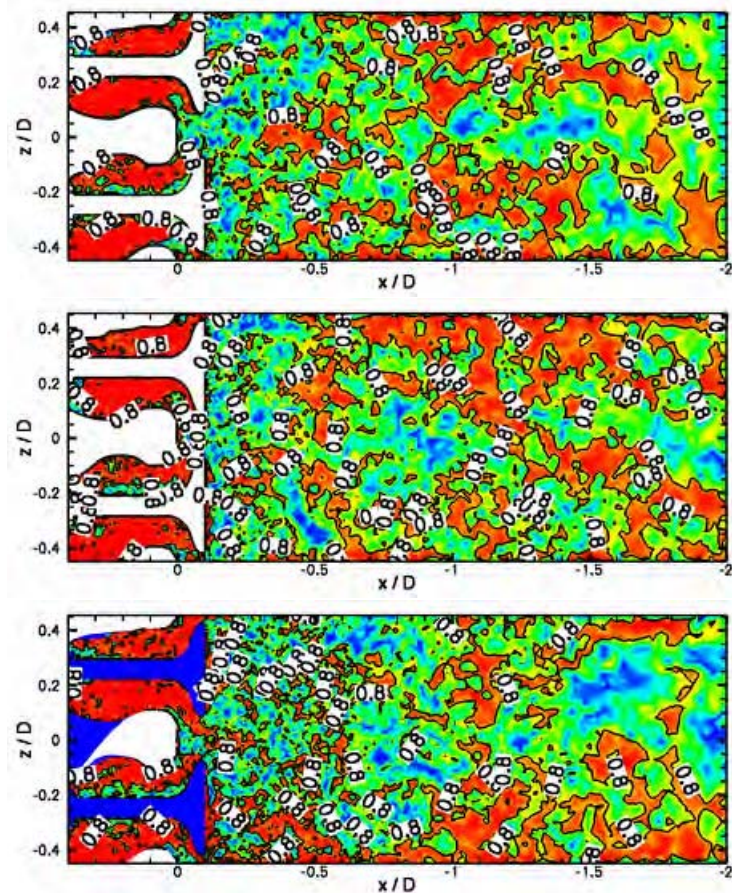


FIG. 5.35: Champs instantanés et contours de la résolution LES, Q_{LES} pour les cas C, F et G. L'échelle de la résolution s'étend de 50 à 100 %.

Malgré les efforts réalisés afin d'améliorer le maillage du cas C, aucune des méthodes de raffinement proposées n'a réellement montré son potentiel, tant l'augmentation du coût de calcul est prohibitif en comparaison des faibles améliorations obtenues sur les résultats. Les améliorations limitées obtenues sont dues principalement au fait que l'ensemble des conduits influence l'écoulement dans le cylindre. Il semble qu'il soit alors nécessaire de raffiner les conduits sur tout leur long pour obtenir des résultats nettement meilleurs.

5.3 Influence de la levée

L'enjeu des calculs aérodynamiques dans les bancs volutes est de prédire la perméabilité et le niveau de swirl, et l'évolution de ses grandeurs avec la levée de soupape. Actuellement, les approches RANS permettent de prédire plus ou moins correctement ces grandeurs à condition de respecter une méthodologie précise, fixant par exemple, les constantes des modèles de turbulence. Dans ce paragraphe, la LES est appliquée au même banc volute que celui traité précédemment mais pour deux levées de soupape différentes. Pour cela, la méthodologie du cas C est employée afin de tester la prédictivité de la LES dans un banc volute diesel pour plusieurs levées. Tous les paramètres numériques restent inchangés pour chaque levée.

5.3.1 Mise en place des calculs pour les trois levées

Les conditions opératoires pour chaque levée sont différentes, comme le montre le tableau 5.8. L'ensemble des conditions aux limites doit être modifié afin d'adapter le débit entrant et la pression en sortie correspondant à la levée traitée.

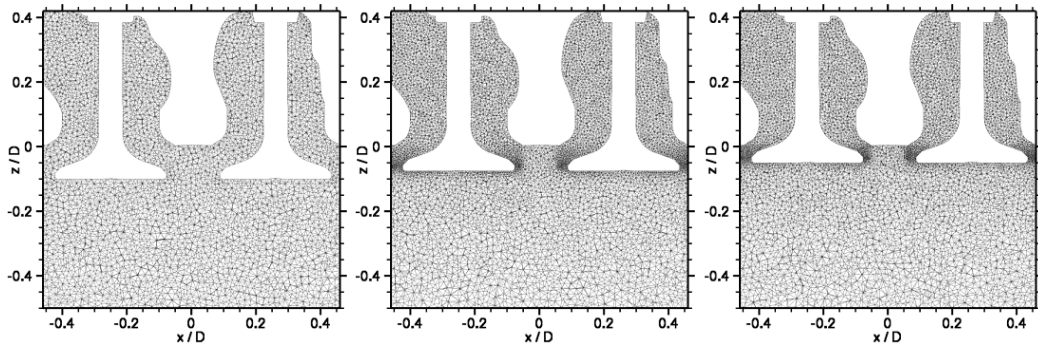
Levée	Débit total	Pression en sortie
L_S (mm)	\dot{m} (g.s ⁻¹)	p_T (Pa)
8	61.5	95740
6	58.9	95650
4	45.3	95290

TAB. 5.8: Conditions opératoires des trois levées.

En plus des modifications au niveau des conditions aux limites, la variation de la levée engendre un changement au niveau de la géométrie. Ce changement nécessite la création de deux nouveaux maillages. Ces maillages sont toutefois calqués sur celui du cas C, dans lequel le plenum, les conduits, le cylindre et le silencieux sont présents. Leur topologie provient entièrement de celle du cas C, à l'exception près du maillage près des rideaux de soupape, qui doit comporter au moins 10 points. Le tableau 5.9 compare les maillages obtenus pour les trois levées. Le nombre de points pour les levées de 4 et 6 mm est légèrement supérieur à celui du maillage à forte levée, du fait de la discrétisation plus fine des rideaux de soupape (voir figure 5.36). Le pas de temps pour chaque levée est quasiment identique.

Levée (mm)	Noeuds (en milliers)	Cellules (en millions)	Δt (μs)
8 (cas C)	415	2.18	0.15
6	479	2.56	0.15
4	478	2.55	0.14

TAB. 5.9: Caractéristiques des maillages réalisés pour les trois levées.

FIG. 5.36: Topologie des maillages non structurés au plan \mathcal{P}_1 pour les levées de 8, 6 et 4 mm.

5.3.2 Influence de la levée sur l'écoulement moyen

Des statistiques sont réalisées à chaque levée et sur une même période, correspondant à 2.5 fois le temps convectif du cas à forte levée. La pression moyenne, p_0 obtenue numériquement est comparée à celle mesurée expérimentalement pour chaque levée de soupape (voir tableau 5.10). Les différences observées n'excèdent pas 10%, le maximum obtenu pour la faible levée.

Levée L_S (mm)	Pression dans le plenum p_0 (Pa)	
	Mesures	Calculs LES
8	100740	101022
6	100650	100522
4	100290	99814

TAB. 5.10: Comparaison entre la pression en entrée obtenue par les mesures et les calculs LES pour les trois levées.

La répartition moyenne du débit entre les conduits orienté et hélicoïdal est diffé-

rente pour les trois levées. A forte levée, le débit traversant le conduit orienté est légèrement supérieur à celui du conduit hélicoïdal. A faible levée, les débits entre les conduits sont quasiment équilibrés. Enfin, pour la levée intermédiaire, le débit du conduit orienté est nettement supérieur à celui du conduit hélicoïdal. Ces différences proviennent des variations des pertes de charge dans les conduits avec la levée, puisque les pertes de charge au niveau des deux soupapes sont strictement égales.

Répartition des débits en %	Levées		
	8 mm	6 mm	4 mm
\dot{m}_O	50.72	51.3	49.9
\dot{m}_H	49.28	48.7	50.1

TAB. 5.11: Répartition moyenne du débit entre les deux conduits pour les levées de 8, 6 et 4 mm.

Les profils de vitesse normale au début de chacun des conduits et pour chaque levée ont des formes très semblables et des niveaux quasiment identiques, du fait que les profils sont normalisés par la vitesse débitante, U_B de chaque levée.

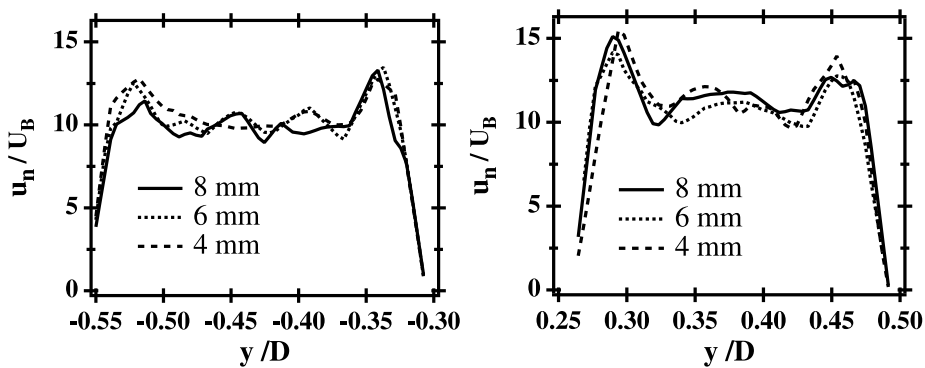


FIG. 5.37: Profils de la vitesse normale moyenne pour les levées de 8, 6 et 4 mm du conduit orienté (gauche) et du conduit hélicoïdal (droite).

Les variations de débits dans les conduits entraînent de fortes variations de l'écoulement dans le cylindre, comme en témoignent les champs des vecteurs-vitesse pour chaque levée à 0.12, 0.5 et 1.75 D du plan de culasse (voir figure 5.38). Au plan le plus proche de la culasse, plus la levée devient faible et plus les deux jets de soupapes se ressemblent. Plus la levée diminue et plus la perte de charge singulière liée à la soupape devient prépondérante par rapport à la perte de charge liée au conduit. Le design spécifique des conduits a donc un impact plus important à forte levée qu'à faible levée. Plus en aval dans le cylindre, les jets de soupape se

rejoignent et forment un seul jet. La combinaison des deux jets en un seul s'étend sur une distance plus courte pour les fortes levées que pour les faibles, du fait qu'ils ont des formes très différentes à forte levée.

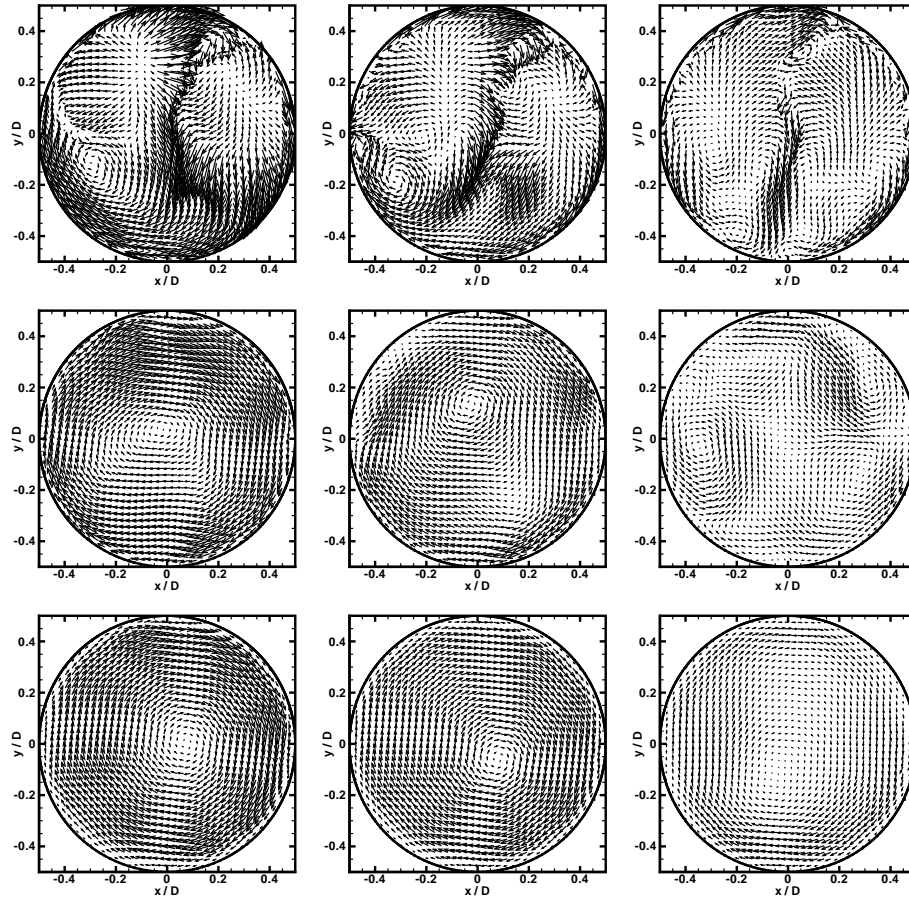


FIG. 5.38: Champs moyens des vecteurs-vitesse pour les levées de 8, 6 et 4 mm à 0.12, 0.5 et 1.75 D du plan de culasse.

Les lignes de courant de l'écoulement sont représentées pour chaque levée à la figure 5.39. Les observations réalisées jusqu'alors sont confirmées. Les jets des deux conduits sont quasiment identiques à faible levée du fait que la perte de charge liée à la soupape est prépondérante à faible levée par rapport à celle des conduits. Les jets étant équilibrés, ils interagissent uniquement au niveau de l'axe médian du cylindre de manière stable. A forte levée, les jets des deux conduits ont des formes qui varient en permanence, puisque leur forme provient des décollements ayant lieu dans les conduits. L'interaction entre les jets est donc plus instable, puisque la zone d'interaction entre les jets est instationnaire. A forte levée,

les processus de fusion des deux jets sont ainsi accélérés en plus d'être accélérés par l'augmentation du nombre de Reynolds liée à l'augmentation du débit total.

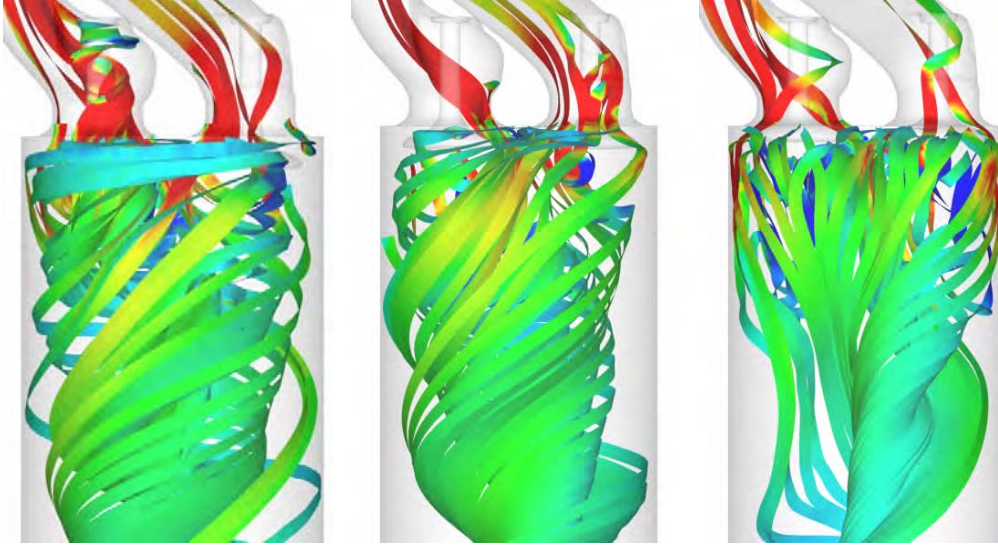


FIG. 5.39: Lignes de courant moyennes pour les levées de 8, 6 et 4 mm.

Afin d'approfondir l'analyse de l'écoulement dans le cylindre, deux traceurs sont déposés dans l'écoulement, un dans chaque conduit (voir schéma 5.40) pour la forte levée (8 mm) et la faible levée (4 mm). A chaque itération, une répartition gaussienne de la fraction massique des traceurs est imposée au début des conduits. Ces traceurs vont être convectés par l'écoulement jusqu'au cylindre où ils vont se mélanger entre eux et permettre ainsi de comprendre l'influence de chacun des jets sur l'écoulement total dans le cylindre. Afin de quantifier le mélange des traceurs, un indice de mélange est défini par la relation 5.4.

$$c = \frac{Y_{fic,1}Y_{fic,2}}{\max(Y_{fic,1}, Y_{fic,2})} \quad (5.4)$$

La figure 5.41 représente les champs moyens de l'indice de mélange des deux traceurs aux plans \mathcal{P}_2 et \mathcal{P}_3 . Près de la culasse, le mélange des deux traceurs est localisé au niveau des zones de recirculation et des régions d'intersection entre les jets. A faible levée, les jets étant quasiment axisymétriques avec des vitesses très proches, le mélange se concentre principalement sur l'axe médian du cylindre. A forte levée, le jet du conduit orienté s'éclate sur plus de la moitié du plan \mathcal{P}_2 , alors que le jet du conduit hélicoïdal reste confiné dans presque un quart de la surface du même plan. A forte levée, la surface d'interaction entre les jets est plus

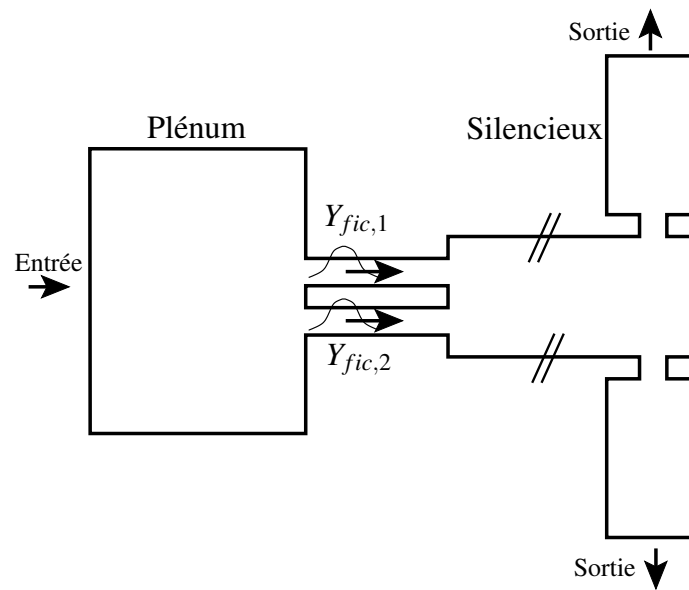


FIG. 5.40: Ensemencement de l'écoulement avec un traceur déposé dans chaque conduit.

grande qu'à faible levée, ce qui accroît le mélange des deux traceurs. Au plan \mathcal{P}_3 , le mélange est quasiment homogène que ce soit à faible ou forte levée.

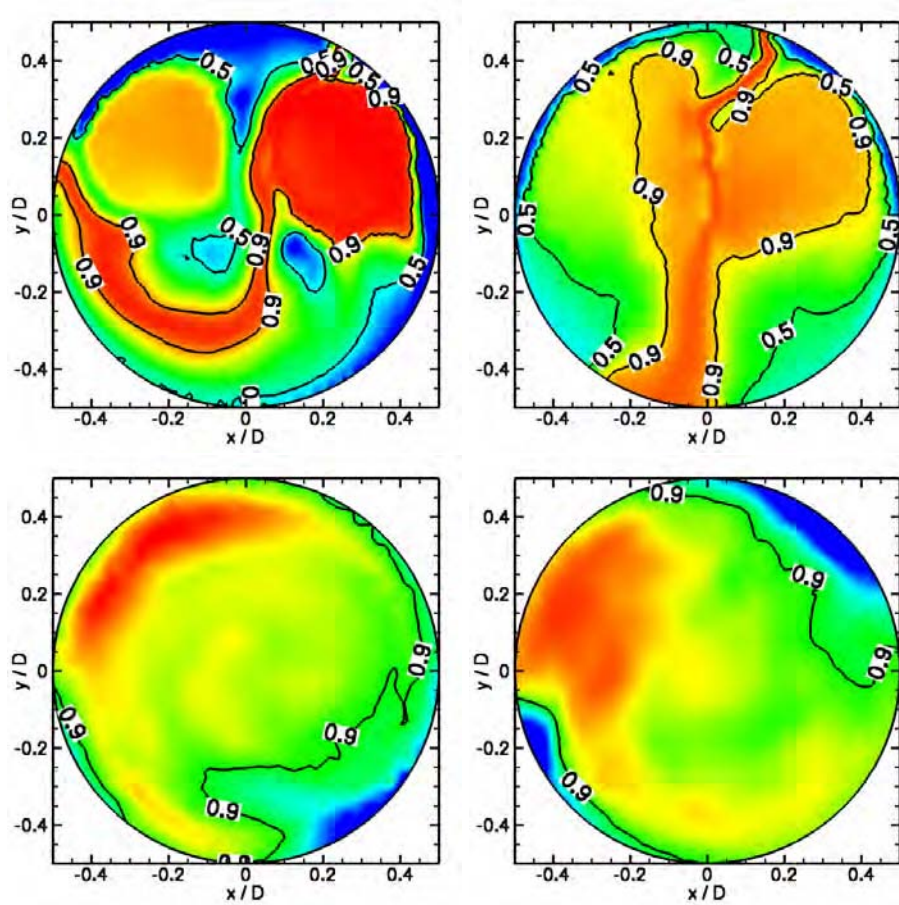


FIG. 5.41: Champs moyens de l'indice de mélange des traceurs aux plans \mathcal{P}_2 et \mathcal{P}_3 pour les levées de 8 mm (gauche) et 4 mm (droite).

5.3.3 Prédicativité de la LES par rapport au RANS

Les calculs LES réalisés pour chaque levée sont comparés aux mesures DGV, déjà présentées au début de ce chapitre, et à des calculs RANS. Les calculs RANS ont été réalisés avec le code commercial STARCD en utilisant un schéma au second ordre, des lois de paroi et le modèle de turbulence de Spalart-Allmaras. La méthodologie RANS employée a été élaborée spécialement pour le calcul des bancs volutes. Bien qu'elle soit différente de celle utilisée pour les calculs LES, les deux approches sont comparées au maximum de leur potentialité.

Pour chaque levée, la comparaison entre la LES et le RANS est réalisée sur les champs des vitesses normale et orthoradiale aux plans \mathcal{P}_2 et \mathcal{P}_3 en prenant comme référence les mesures DGV. La comparaison est ensuite réalisée de manière plus quantitative à l'aide de profils des vitesses normale et orthoradiale ré-

partis dans le plan \mathcal{P}_1 .

A forte levée, malgré la meilleure résolution pariétale des calculs RANS ($y^+ \simeq 30$), les champs de vitesses obtenus au plan \mathcal{P}_2 , ne sont pas meilleurs que ceux de la LES. Les jets de soupapes dans la région entre les soupapes et les deux zones de recirculation dans le sillage des soupapes sont sous-estimés avec l'approche RANS. L'éclatement du jet du conduit hélicoïdal au niveau du haut du champ n'est pas prédit avec le RANS alors que la LES permet de le capturer. Plus en aval, au plan \mathcal{P}_3 , la LES réussit à prédire la forme particulière et asymétrique de l'écoulement, alors que le RANS ne le permet pas. Bien que pour la vitesse normale, l'approche RANS prédit des niveaux de vitesse très proches de ceux expérimentaux, la vitesse orthoradiale obtenue est sous-estimée de moitié. Cette mauvaise prédiction des calculs RANS engendre directement une erreur importante sur le nombre de swirl, grandeur que le calcul doit justement prédire. Les profils de vitesses montrent de plus que l'écoulement dans tout le cylindre est mal prédit par les calculs RANS. Ils montrent que les erreurs de prédiction s'accroissent au fur et à mesure que l'on avance dans le cylindre. La mauvaise prédiction de la vitesse orthoradiale par l'approche RANS doit provenir de la trop grande dissipation des méthodes numériques employées. La modélisation avec des lois de paroi peut, tout comme l'ont montré des calculs LES dans cette thèse, augmenter la dissipation numérique au niveau des parois, mais elle ne peut pas expliquer à elle-seule un tel ralentissement de l'écoulement, qui est sûrement dû à la modélisation de la turbulence et à la forte dissipation numérique.

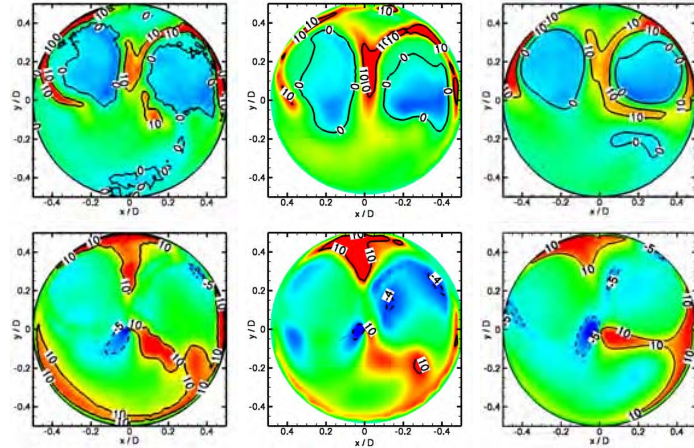


FIG. 5.42: Champs moyens des vitesses normale (haut) et orthoradiale (bas) pour la LES, les mesures DGV et le RANS au plan \mathcal{P}_2 pour la levée de 8 mm. Les vitesses sont exprimées en vitesse débitante.

Pour la levée intermédiaire à 6 mm, les approches RANS et LES ne permettent

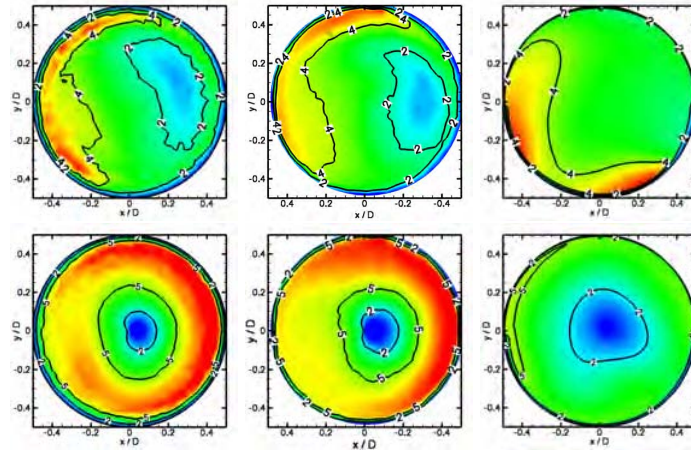


FIG. 5.43: Champs moyens des vitesses normale (haut) et orthoradiale (bas) pour la LES, les mesures DGV et le RANS au plan \mathcal{P}_3 pour la levée de 8 mm. Les vitesses sont exprimées en vitesse débitante.

pas de reproduire avec une bonne précision les champs de vitesses tout près de la culasse. Le jet du conduit hélicoïdal (gauche) décolle trop peu par rapport aux expériences, alors que le jet du conduit orienté (droite) décolle trop. La levée intermédiaire représente un cas critique puisqu'il semble que c'est à une levée très proche de 6 mm que les pertes de charge singulières liées aux soupapes égalisent les pertes de charges linéaires et singulières des conduits. Ce phénomène étant fortement non linéaire, la modélisation très limitée aux parois peut induire une différence suffisamment grande pour que le point d'équilibre soit mal prédit. L'écoulement transitionne soit trop tard ou trop tôt, d'un régime où il est contrôlé principalement par les pertes de charge des soupapes, à un autre, où il est contrôlé par les pertes de charge des conduits. L'écoulement prédit par la LES pour la levée intermédiaire étant encore très similaire à celui obtenu à forte levée, la transition de l'écoulement prédite par la LES doit avoir lieu à une levée inférieure. Les champs au plan \mathcal{P}_3 relativisent ces observations, du moins pour la LES. La LES semble être proche de la transition de régime de l'écoulement, puisque le champ de vitesse normale présente déjà deux jets répartis diamétralement et une zone de faible vitesse entre eux. Les profils de vitesses montrent également que les résultats LES bien qu'imparfaits, capturent correctement sur l'ensemble des profils la forme et les niveaux de vitesses, alors que l'approche RANS ne permet pas d'obtenir une forme des profils correcte.

A faible levée, les soupapes étant très proche de la culasse, les champs de vitesses au plan \mathcal{P}_2 montrent deux jets de soupape complètement éclatés dans l'ensemble du cylindre. Les deux jets ayant des débits égaux sont confinés chacun de leur

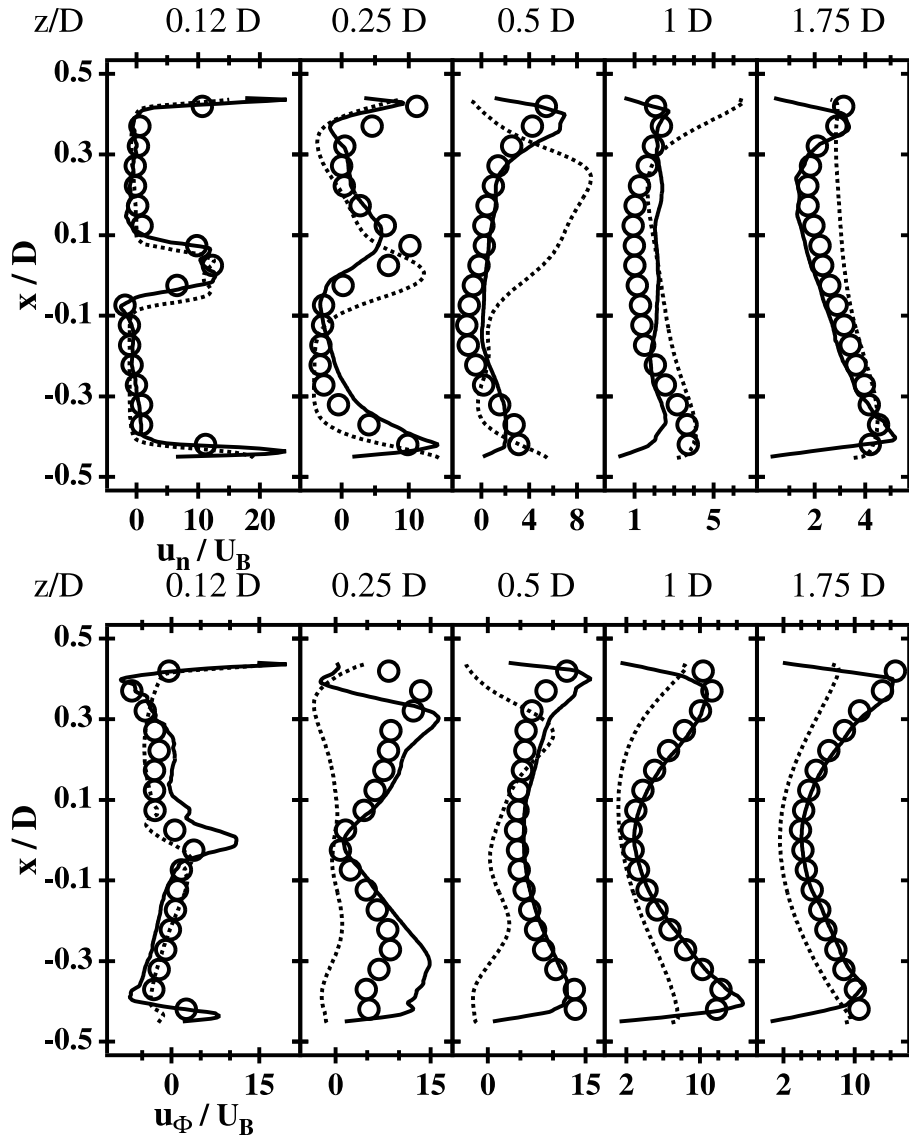


FIG. 5.44: Profils moyens des vitesses normale (haut) et orthoradiale (bas) pour la LES, DGV, et RANS dans le plan \mathcal{P}_1 pour la levée de 8 mm.
 ○ DGV — LES RANS.

côté. Les approches RANS et LES prédisent avec un bon accord cette typologie particulière de l'écoulement. Le champ de vitesse orthoradiale est par contre mal prédit par les deux approches, en particulier au niveau des zones de recirculation derrière les soupapes. Rien ne permet de l'expliquer réellement. Plus loin dans le cylindre, les champs de vitesses sont prédits de manière satisfaisante avec la LES et correctement avec le RANS (sauf pour la vitesse normale). Les profils de

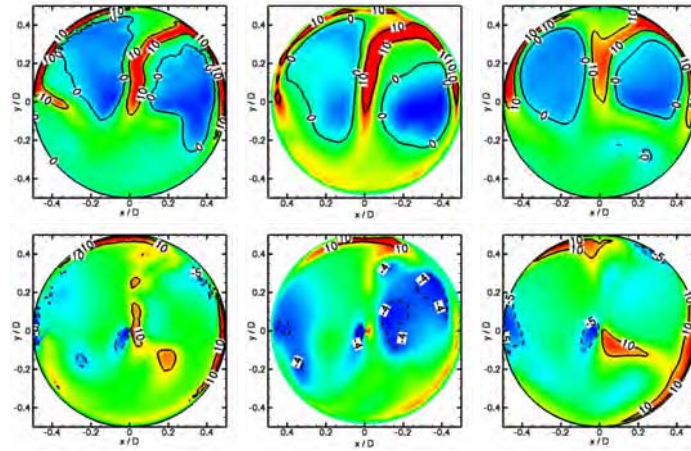


FIG. 5.45: Champs moyens des vitesses normale (haut) et orthoradiale (bas) pour la LES, les mesures DGV et le RANS au plan \mathcal{P}_2 pour la levée de 6 mm. Les vitesses sont exprimées en vitesse débitante.

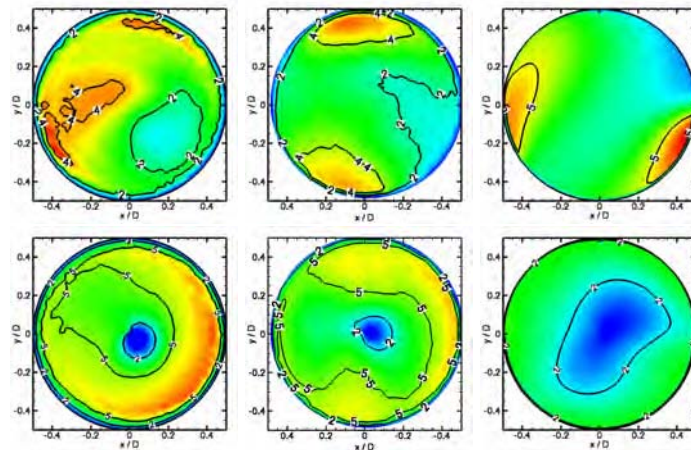


FIG. 5.46: Champs moyens des vitesses normale (haut) et orthoradiale (bas) pour la LES, les mesures DGV et le RANS au plan \mathcal{P}_3 pour la levée de 6 mm. Les vitesses sont exprimées en vitesse débitante.

vitesses confirment ces observations.

Les champs de vitesses précédents peuvent être synthétisés à l'aide du nombre de swirl définis par la relation 2.7. La figure 5.51 compare pour chaque levée, le profil du swirl le long du cylindre obtenu avec la LES et le RANS. A faible levée, le swirl est particulièrement bien prédit par les approches LES et RANS. Le swirl étant une grandeur intégrée, les différences observées précédemment sur les

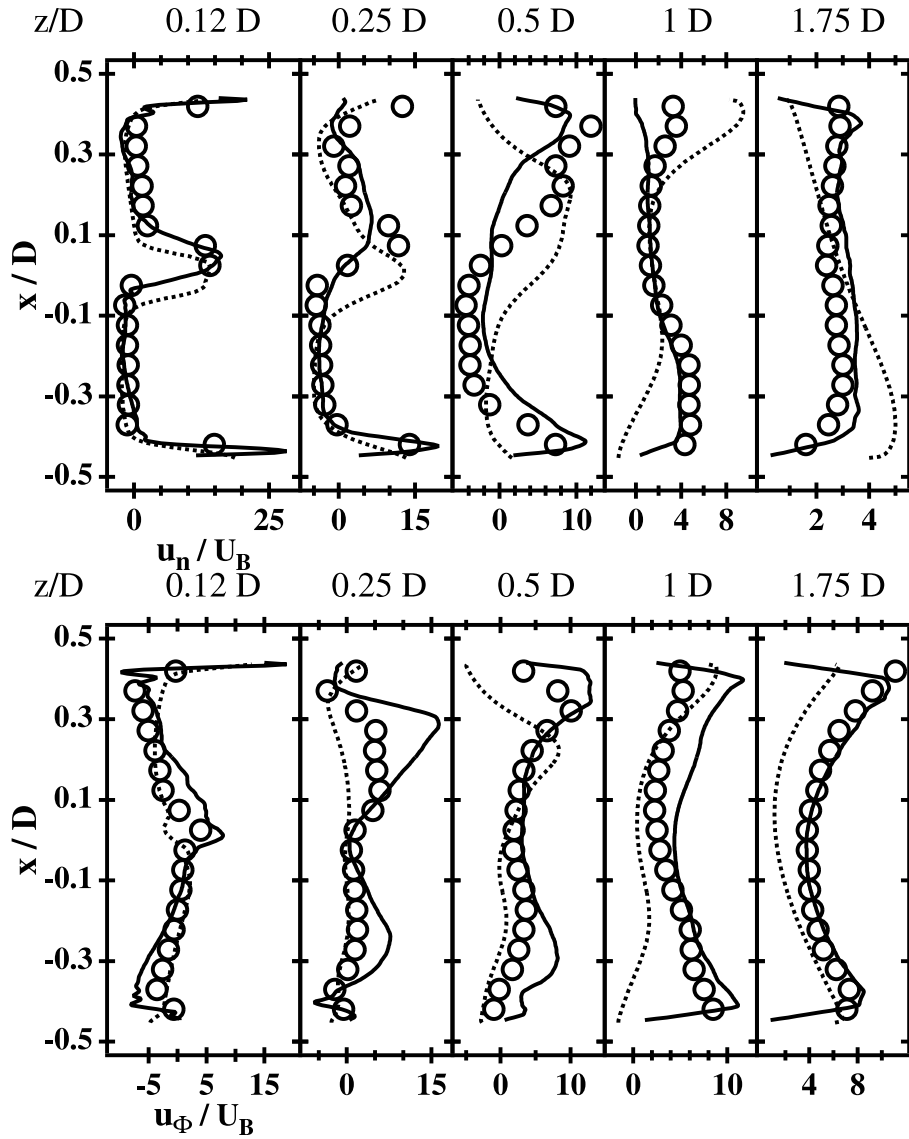


FIG. 5.47: Profils moyens des vitesses normale (haut) et orthoradiale (bas) pour la LES, les mesures DGV, et le RANS dans le plan \mathcal{P}_1 pour la levée de 6 mm.
 ○ DGV — LES RANS.

champs de vitesses obtenus avec l'approche RANS s'en retrouvent réduites sur le swirl. A forte levée, l'approche LES capture correctement l'évolution particulière du swirl liée à la combinaison des deux jets de soupape en un seul. Cette combinaison des deux jets semble être mal prédite par les calculs RANS. Dans ces derniers, bien que le swirl près de la culasse soit en accord avec les mesures, son augmentation dans le cylindre est très mal prédite. Cela peut provenir soit du mo-

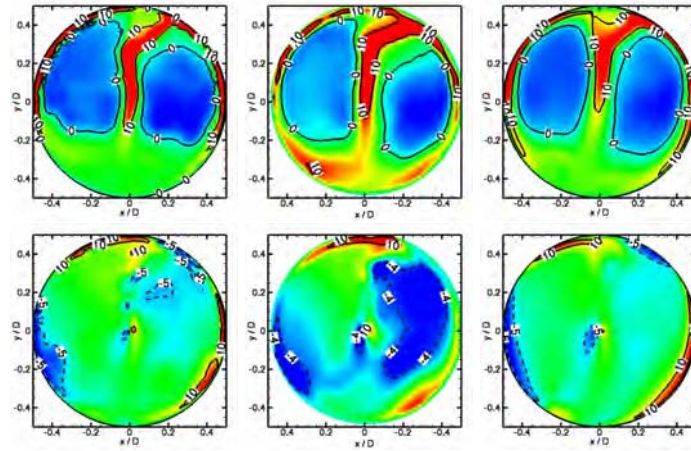


FIG. 5.48: Champs moyens des vitesses normale (haut) et orthoradiale (bas) pour la LES, les mesures DGV et le RANS au plan \mathcal{P}_2 pour la levée de 4 mm. Les vitesses sont exprimées en vitesse débitante.

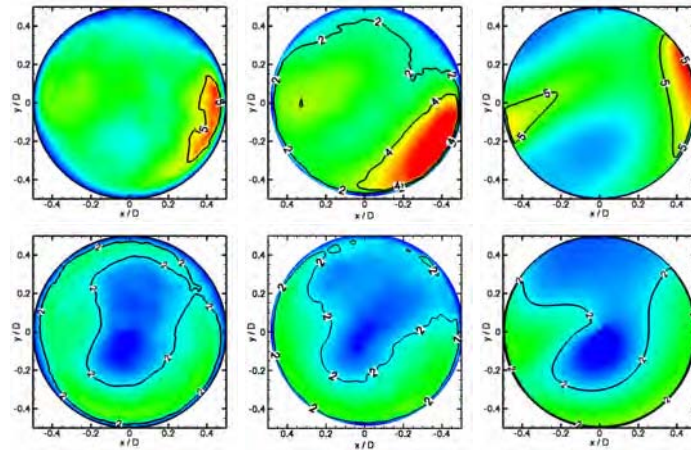


FIG. 5.49: Champs moyens des vitesses normale (haut) et orthoradiale (bas) pour la LES, les mesures DGV et le RANS au plan \mathcal{P}_3 pour la levée de 4 mm. Les vitesses sont exprimées en vitesse débitante.

dèle de turbulence ou des méthodes numériques. Enfin, la prédiction du swirl pour la levée intermédiaire est de mauvaise qualité pour les deux approches. Comme il a déjà été dit, la transition d'un régime d'écoulement à un autre étant un processus non linéaire, une légère différence au niveau des pertes de charge entre le calcul et l'expérience suffit pour donner le mauvais écoulement aux mêmes conditions opératoires (débit et pression de sortie).

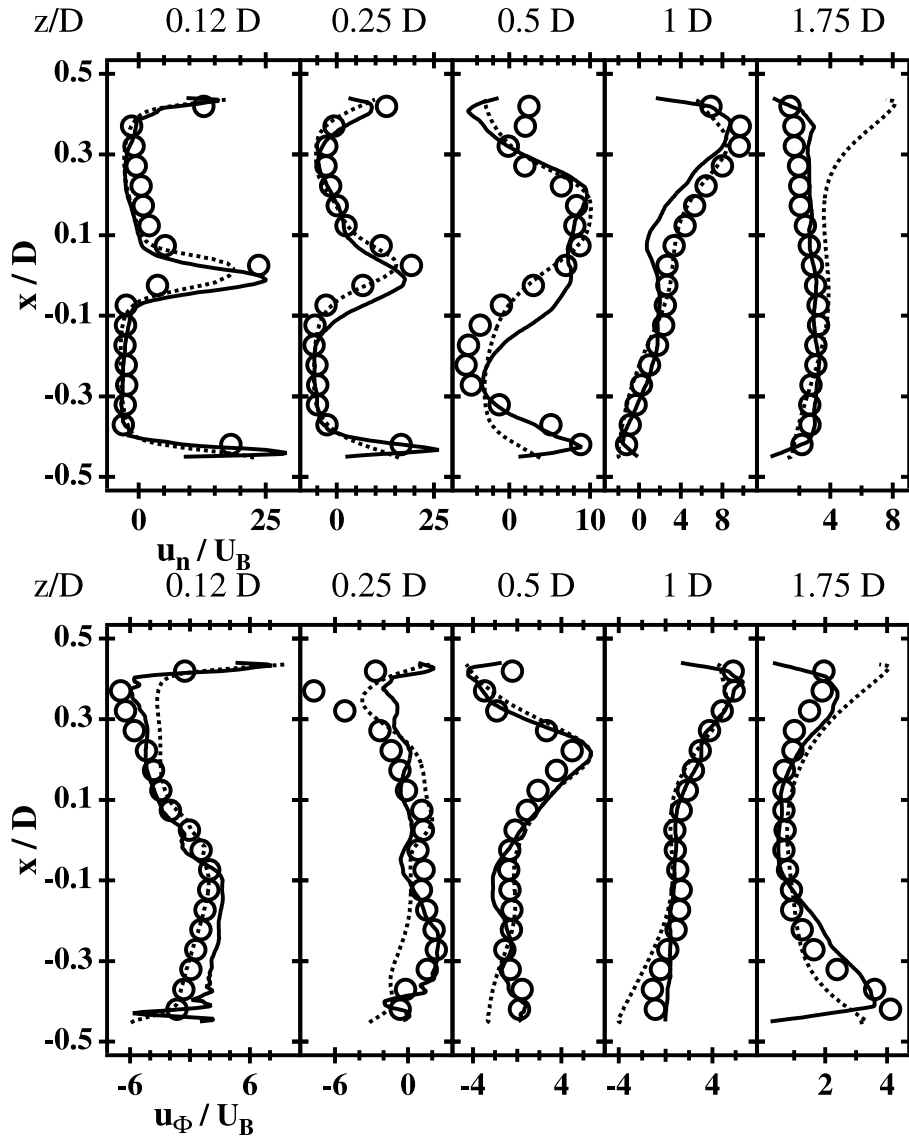


FIG. 5.50: Profils moyens des vitesses normale (haut) et orthoradiale (bas) pour la LES, les mesures DGV, et le RANS dans le plan \mathcal{P}_1 pour la levée de 4 mm.
 ○ DGV — LES RANS.

Les champs de vitesses LES, représentés à la figure 5.52, comparent les régimes d'écoulement observés dans le cas présent pour les trois levées. Ces régimes semblent cependant bien éloignés de ceux décrits par Annand et Roe [2] (voir figure 2.5). L'écoulement arrivant aux rideaux de soupape est dans notre cas très complexe et il est loin d'être purement axial, comme c'est le cas pour Annand et Roe. Au fur et à mesure que la levée augmente, les décollements ont lieu à la fois

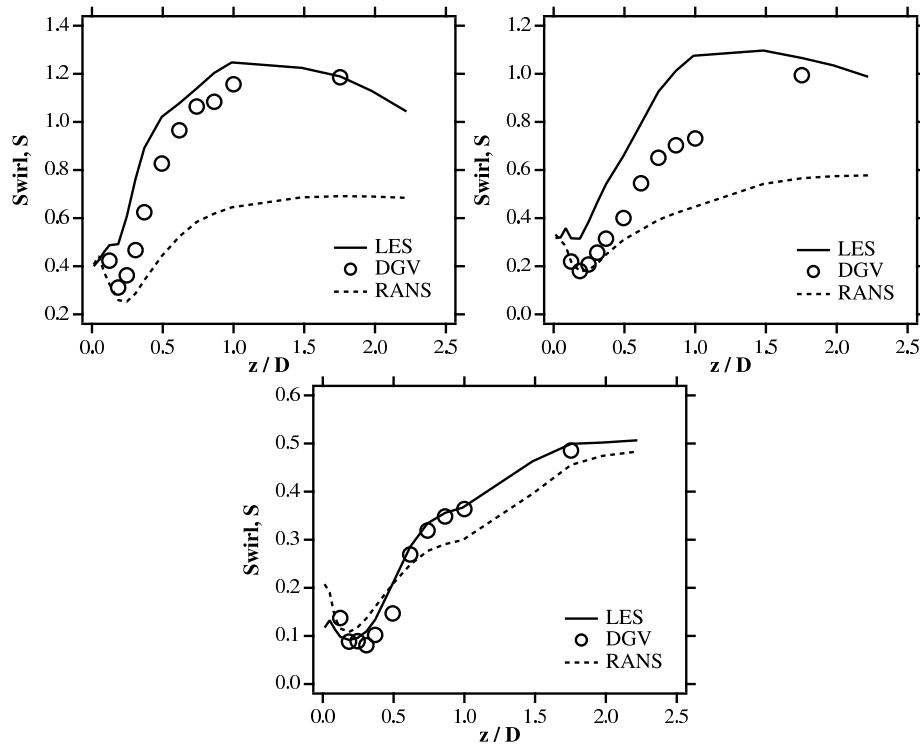


FIG. 5.51: Profils moyens du nombre de swirl pour la LES, DGV, et RANS aux levées de 8, 6 et 4 mm.

au niveau des sièges et des têtes de soupape, alors que Annand et Roe prédisent des décollements se faisant d'abord au niveau de la tête de soupape aux levées intermédiaires, puis, au niveau du siège de soupape aux fortes levées.

Enfin, les deux caractéristiques globales du banc volute, que sont le swirl (voir relation 2.7) et la perméabilité (voir relation 2.3) sont représentées pour chaque levée et comparées à leur valeur expérimentale (voir figure 5.53). Ces deux valeurs sont celles généralement considérées dans l'industrie comme dimensionnantes. Pour les trois levées simulées, le swirl et la perméabilité prédits par la LES sont en accord avec les mesures expérimentales. Le swirl augmente avec la levée, du fait de l'augmentation de débit au travers du conduit hélicoïdal, qui initie principalement le mouvement de rotation de l'écoulement. Dans ce cas réel, la perméabilité diminue avec la levée, alors qu'Annand et Roe prédisent une évolution non monotone. Cette différence s'explique par la particularité de cette géométrie composée de deux conduits au design très spécifique, alors que la géométrie d'Annand et Roe est composée d'un seul conduit droit.

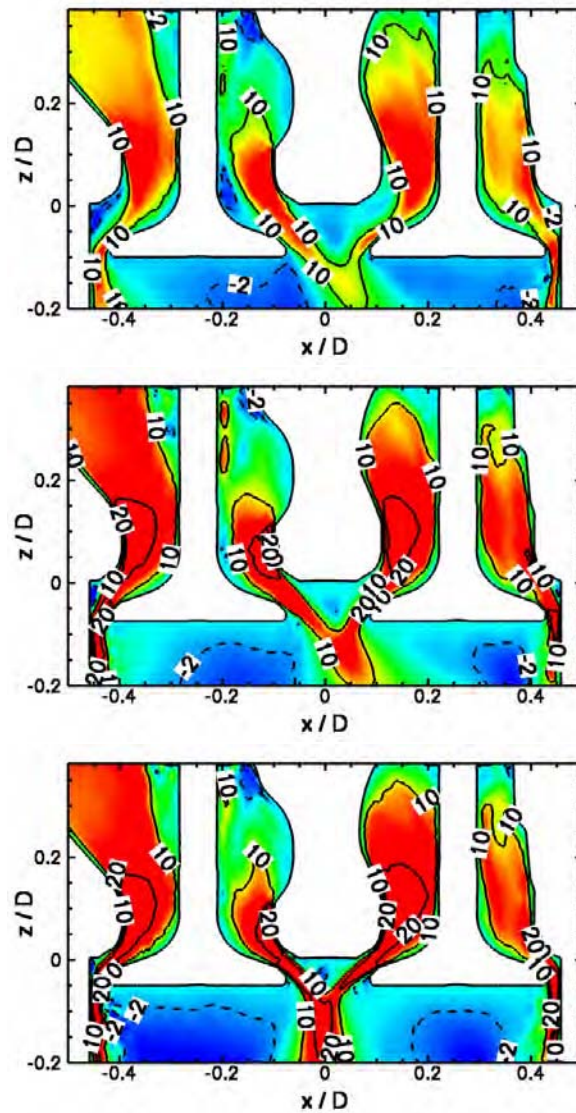


FIG. 5.52: Champs moyens des vitesses normale pour les levées de 8, 6 et 4 mm au \mathcal{P}_1 . Les vitesses sont exprimées en vitesse débitante.

5.3.4 Dynamique des jets de soupape

L'influence de la levée a été observée jusqu'alors sur l'écoulement moyen traversant le banc volute. Dans cette partie, les jets de soupape sont analysés au niveau instationnaire.

Dans un premier temps, les champs des fluctuations de la vitesse normale et du mélange des traceurs sont analysés (voir figure 5.54). La majorité des fluctua-

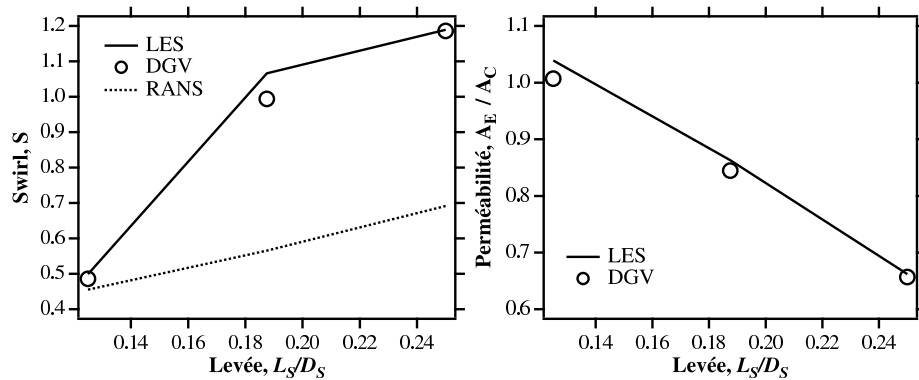


FIG. 5.53: Evolution du swirl et de la perméabilité avec la levée de soupape.

tions de l'écoulement, que ce soit sur la vitesse ou sur le mélange, sont générées au niveau des soupapes, des rideaux et des têtes de soupape, là où l'écoulement est fortement décollé (jet de soupape décollé du siège de soupape à la sortie du conduit hélicoïdal) ou lorsqu'il impacte les murs (comme au niveau des tiges de soupapes). Les décollements de l'écoulement sont donc observables sur les champs des fluctuations de vitesse normale, puisque les structures turbulentes les caractérisant sont convectées avec l'écoulement moyen. La levée de soupape influençant l'écoulement moyen, les fluctuations normales à faible levée sont principalement localisées entre les deux jets de soupape, alors qu'à forte levée, les fluctuations du jet du conduit hélicoïdal arrivent juste en dessous de la soupape du conduit orienté. Enfin, les niveaux des fluctuations à forte levée sont globalement plus élevés que ceux à faible levée, comme en témoignent les niveaux des fluctuations au cœur des zones de recirculation derrière les soupapes. Le mélange des traceurs, provenant l'un du conduit orienté et l'autre du conduit hélicoïdal, est également influencé par la levée de soupape, comme la partie précédente l'a montré. Les fluctuations de ce mélange, représentées à la figure 5.54, montrent que le choc entre les deux jets a lieu bien plus près du conduit orienté à forte levée qu'à faible levée. A faible levée, les jets sont axisymétriques et équilibrés, le mélange des traceurs se faisant principalement sur l'axe médian du cylindre, les fluctuations de ce mélange sont localisées au même endroit. A forte levée, les décollements du jet orienté limitent sa pénétration dans le cylindre, ce qui laisse la place disponible pour le jet du conduit hélicoïdal. Enfin, comme les jets sont quasiment séparés à faible levée, le mélange des traceurs se poursuit de manière significative dans les zones de recirculation. A forte levée, ces zones ont moins de poids, puisque les jets se combinent plus rapidement en un seul jet.

Pour compléter les observations faites sur les fluctuations, trois champs instantanés de la magnitude de la vorticité sont représentés pour les trois levées à la figure

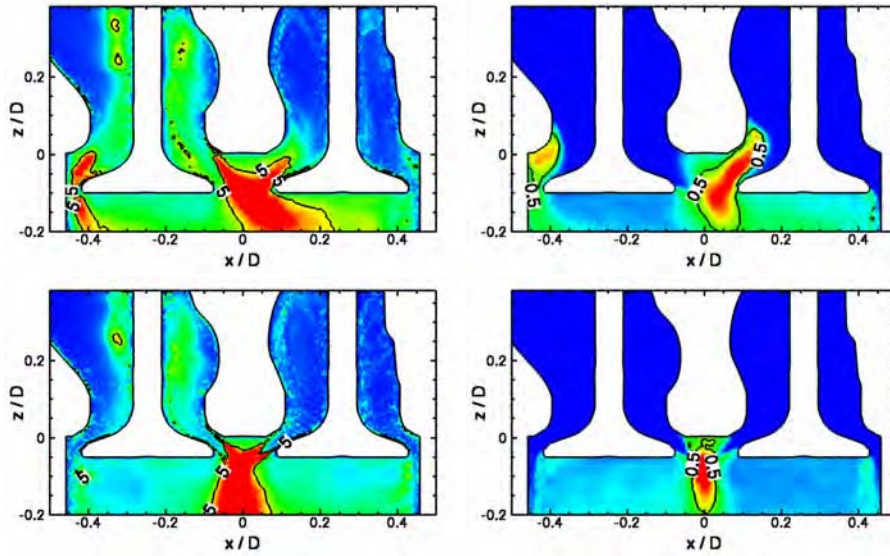


FIG. 5.54: Champs des fluctuations de la vitesse normale (gauche) et de l'indice du mélange des traceurs (droite) pour les levées de 8 mm (haut) et 4 mm (bas) dans le plan \mathcal{P}_1 . pour la levée de 8 mm. Les vitesses sont exprimées en vitesse débitante.

5.55. La vorticité permet de suivre la convection des structures turbulentes générées par les détails géométriques (tiges, sièges et têtes de soupape). Plus la levée augmente et plus le nombre de structures présentes est grand, à la fois dans les conduits et dans le cylindre. Cela vient de l'augmentation du nombre de Reynolds avec la levée. L'interaction entre les jets à faible levée se concentre sur l'axe médian du cylindre, alors qu'à forte levée, elle semble être plus étendue. Le cas de la levée intermédiaire résulte d'un mélange entre les caractéristiques observées à faible et forte levée. A la levée intermédiaire, le jet du conduit hélicoïdal est très similaire à celui observé à faible levée, alors que le jet du conduit orienté ressemble plus à celui observé à forte levée. Cette constatation est cohérente avec la répartition moyenne du débit entre les conduits pour chaque levée. Pour la levée intermédiaire, le débit passe préférentiellement dans le conduit orienté, alors qu'aux autres levées, les débits entre les conduits sont plus équilibrés. Le débit traversant le conduit orienté à la levée intermédiaire est donc proche de celui à forte levée, bien que le débit global soit plus faible. Inversement, le débit traversant le conduit hélicoïdal pour cette même levée est proche de celui à faible levée, du fait que le débit global soit plus grand.

L'analyse fréquentielle de l'écoulement présenté dans la suite se limite en deux points, le point A, qui est situé au centre du plan \mathcal{P}_2 , et le point B, qui est au

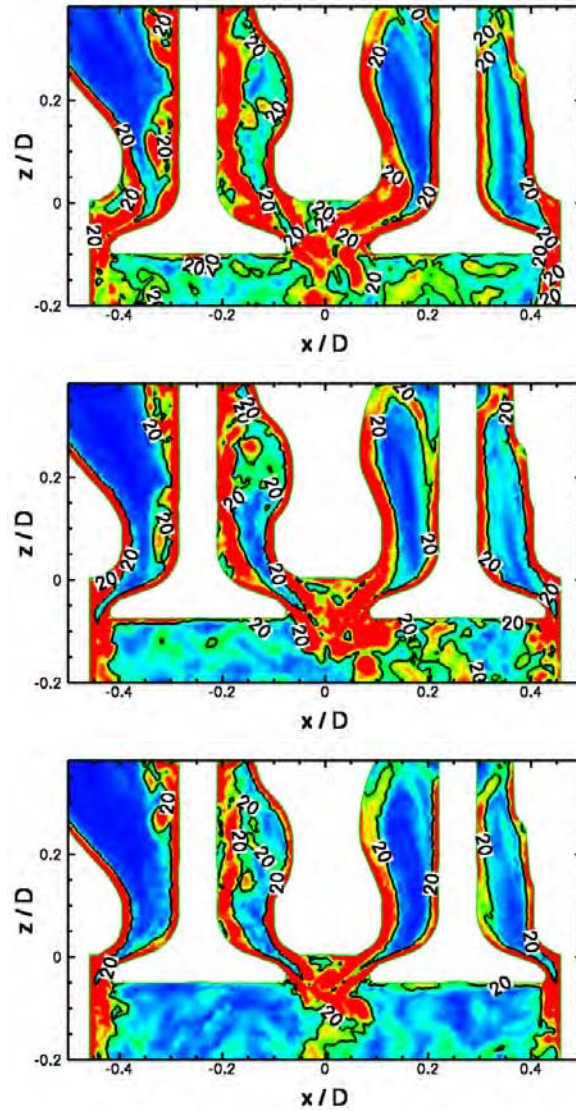


FIG. 5.55: Champs instantanés de la magnitude de la vorticité pour les levées de 8, 6 et 4 mm dans le plan \mathcal{P}_1 .

centre du plan \mathcal{P}_3 . Cette analyse dévoile une richesse de structures turbulentes dans les jets de soupape. Cette turbulence est créée par les décollements dans les conduits et près des soupapes. Comme le nombre de Reynolds varie avec la levée, les structures créées dépendent aussi de la levée et les spectres au point A pour chaque levée sont différents. Plus la levée est grande et plus les spectres s'étendent vers les hautes fréquences. Le spectre au point A pour la levée intermédiaire présente par exemple un pic très marqué à 1400 Hz, qui n'est présent sur aucune des

autres levées. Au point B, les spectres présentent moins de structures cohérentes qu'au point A. A chaque levée, plusieurs pics se démarquent nettement. Certaines fréquences sont communes aux levées 8 et 6 mm, comme celles à 1200 Hz et 5230 Hz. De même, pour la levée de 6 mm, le spectre présente un pic à 750 Hz tout comme la levée de 4 mm.

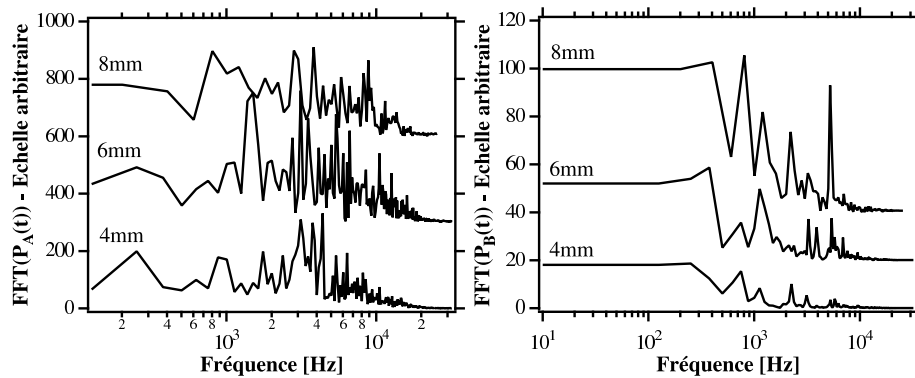


FIG. 5.56: Transformées de Fourier sur la pression aux points A et B pour les levées de 8, 6 et 4 mm. Les échelles sont dites arbitraires car les spectres des levées de 6 et 8 mm sont décalées en ordonnée afin de favoriser leur visualisation.

A titre d'illustration, deux modes à forte levée prépondérant dans l'ensemble de la géométrie sont présentés à la figure 5.57. Il s'agit des modes à 2226 Hz et 5240 Hz. Bien qu'ils soient présents dans l'ensemble de la géométrie, leurs fluctuations sont plus faibles près des soupapes que plus en aval dans le cylindre. La structure du mode à 2226 Hz laisse présager que ce mode a une origine acoustique. La structure du mode à haute fréquence (5240 Hz) est plus complexe et son origine est donc plus délicate à prédire. Cependant, la résolution dans cette région ne peut assurer la capture d'une structure hydrodynamique ayant une fréquence caractéristique aussi élevée. Cette structure aurait en effet une vitesse convective de l'ordre de $D \cdot f$, soit 420 m.s^{-1} , ce qui est très largement supérieure aux plus grandes vitesses observées dans tout le banc volute. Ce mode a donc également une origine acoustique. Cette analyse montre à quel point même dans un calcul à froid, les modes acoustiques peuvent influencer fortement l'écoulement. Il reste cependant à savoir d'où ils proviennent et si les raisons pour lesquelles ils s'expriment ne sont pas directement liées à la typologie de l'écoulement.

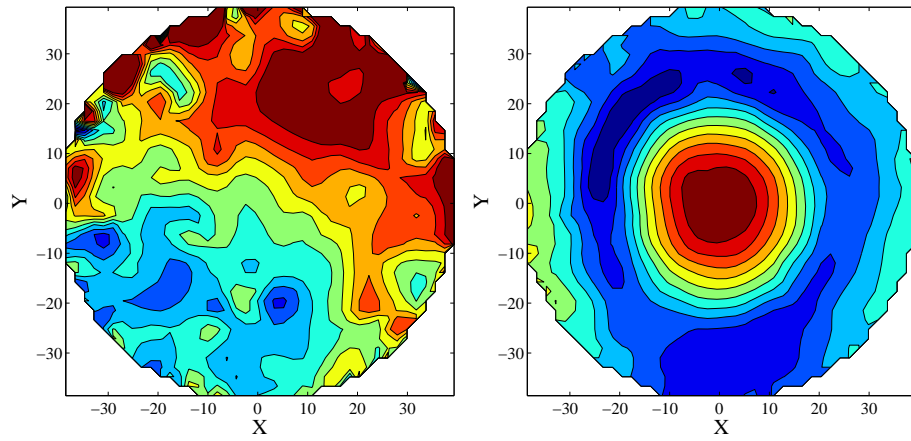


FIG. 5.57: Champs de fluctuations de pression des modes à 2226 Hz (gauche) et 5240 Hz (droite) au plan \mathcal{P}_3 pour la levée à 8 mm. $\|p'\|$ est compris entre 5 et $15 \text{ Pa} \cdot \text{Hz}^{-1}$ pour le mode à 2226 Hz et entre 0 et $20 \text{ Pa} \cdot \text{Hz}^{-1}$ pour le mode à 5240 Hz.

5.4 Synthèse

Ce chapitre constitue la dernière étape de cette thèse sur l'application de la simulation aux grandes échelles aux bancs volutes. Cette étape a permis de montrer que la LES peut être utilisée dans des géométries complexes à condition de posséder un code de calcul parallèle. Le coût total d'un calcul LES complet pour une levée, comprenant la période du transitoire et la période d'échantillonnage pour réaliser des statistiques, vaut 40 fois le coût d'un calcul RANS sur la même géométrie. Le calcul LES du cas C prend au total 160 h sur 64 processeurs sur une machine SGI Origin 3800⁵, alors qu'un calcul RANS durerait 4 heures, si le même nombre de processeurs était utilisé. L'efficacité du calcul⁶ vaut $134 \mu s.ite^{-1}.noeud^{-1}$. Au vu de l'augmentation de la puissance des calculateurs, qui, selon la loi de Moore [77], double tous les dix huit mois, le calcul LES prendra autant de temps dans 8 ans que le calcul RANS aujourd'hui. Cependant, il faut bien noter que la majorité des codes RANS ont des architectures plus anciennes que celles des codes LES [101]. Ces architectures sont souvent peu efficaces sur des machines parallèles. Les calculs RANS sont ainsi généralement réalisés au maximum sur dix processeurs, alors que les codes LES actuels adaptés aux calculateurs parallèles peuvent calculer sur des milliers de processeurs avec une efficacité évoluant linéairement avec le nombre de processeurs [115]. Le temps de retour d'un calcul LES peut donc être réduit de manière significative en augmentant le nombre de processeurs utilisés.

Les calculs LES présentés dans ce chapitre ont cependant montré un réel apport en terme de prédictivité par rapport aux calculs RANS. La LES permet, pour plusieurs levées, de prédire correctement l'écoulement et les caractéristiques globales d'un banc volute réel (swirl et perméabilité), alors que le RANS donne des résultats de qualité variable avec la levée.

Les calculs LES ne nécessitent aucun ajustement des modèles, si l'écoulement est suffisamment résolu. Dans le cas présent, la résolution de la LES avec le maillage du cas C, de taille très semblable aux maillages RANS utilisés aujourd'hui pour la même application, vaut environ 70 %, ce qui est suffisant selon Pope [93]. Cependant, une étude paramétrique a été réalisée afin d'évaluer l'influence du domaine de calcul, de la modélisation aux parois et du maillage. Cette étude montre la nécessité de prendre en compte la géométrie la plus proche possible de celle utilisée expérimentalement, pour pouvoir reproduire le plus fidèlement possible l'écoulement la traversant. Elle montre de plus que, des lois de paroi standards non adaptées au contexte des écoulements fortement décollés, sont peu précises ici, et

⁵Machine parallèle provenant du CINES, Montpellier.

⁶L'efficacité représente le temps de calcul normalisé par le nombre de noeuds et d'itérations du calcul, multiplié par le nombre de processeurs.

qu'il vaut mieux se contenter de murs non glissants, n'imposant aucune modélisation. Il faut cependant ajouter que de nouvelles lois de paroi très prometteuses ont été développées en LES par Kalitzin et al. [58]. Enfin, cette étude paramétrique a permis de tester deux méthodes de raffinement du maillage au niveau des parois. La méthode de raffinement la plus sûre mais la moins efficace est celle consistant à ajouter des tétraèdres uniquement aux parois. Cette méthode atteint toutefois très vite ses limites en particulier pour un code compressible explicite, comme celui utilisé dans cette thèse. Dans ce contexte, des calculs ont été réalisés sur la machine top-one, BlueGene, développée par IBM. Un maillage de dix millions de cellules a spécialement été créé et dimensionné pour calculer sur cette machine. Les raffinements de ce maillage par rapport au maillage du cas F sont localisés sur tout le long des conduits et dans tout le cylindre. Toutefois, le maillage près des sièges de soupape par exemple n'a pas été amélioré. Même sur une machine comme BlueGene et avec 1024 processeurs, un tel calcul coûte cher. Cette méthode de raffinement basée uniquement sur l'ajout de tétraèdres ne permettrait pas même sur une machine très performante de raffiner fortement le maillage aux parois. La méthode alternative consiste à rajouter des couches de prismes aux parois. Cette méthode, bien que peu coûteuse en temps de calcul et efficace en terme de raffinement de maillage, s'est révélée trop sensible aux variations de volume de maille à maille avec un schéma volumes finis comme celui de Lax-Wendroff. Un calcul avec un schéma éléments finis pourrait peut être réduire les instabilités numériques au niveau de l'interface entre les prismes et les tétraèdres.

La simulation aux grandes échelles peut apporter bien plus que des statistiques prédisant correctement l'écoulement moyen dans un banc volute complexe. Les calculs LES réalisés, notamment ceux utilisant des traceurs dans chaque conduit, permettent d'analyser plus finement les phénomènes de décollements dans les conduits et près des sièges de soupape, de mieux comprendre comment le débit se répartit entre les conduits, et de mieux comprendre comment les jets des deux conduits se combinent en un seul. L'approche aux grandes échelles semble de part sa nature instationnaire encore plus adaptée aux écoulements complexes et instationnaires, comme dans les calculs moteurs, où la géométrie est mobile. C'est le sujet que la partie II se propose de traiter.

Lire
la seconde partie
de la thèse